

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

INSTITUT DE COMBUSTION, AEROTHERMIQUE, REACTIVITE ET  
ENVIRONNEMENT

**THÈSE** présentée par :  
**Jules GOULIER**

Soutenue le **2 Novembre 2015**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'université d'Orléans**  
Discipline : Mécanique des fluides, Energétique, Thermique, Acoustique

**Comportements aux limites de flammes de  
prémélange hydrogène/air. Étude de la  
transition flamme laminaire-flamme  
turbulente**

**THÈSE dirigée par :**  
**Nabiha CHAUMEIX** Directrice de recherche, CNRS ICARE, Orléans

**RAPPORTEURS :**  
**Marc BELLENOUE** Professeur, ISAE-ENSMA CNRS-Pprime, Poitiers  
**Madjid BIROUK** Professeur, Université de Manitoba, Winnipeg, Canada

---

**JURY :**

<b>Fabien HALTER</b>	« Président », Professeur, Université d'Orléans
<b>Ahmed BENTAÏB</b>	Chercheur, IRSN, Fontenay-aux-Roses
<b>Nabiha CHAUMEIX</b>	Directrice de Recherche, CNRS ICARE, Orléans
<b>Mike KUZNETSOV</b>	Chercheur, KIT, Karlsruhe, Allemagne
<b>Nicolas MEYNET</b>	Chercheur, IRSN, Fontenay-aux-Roses
<b>E.-A. REINECKE</b>	Chercheur, Centre de recherche de Jülich IEK-6, Allemagne



# REMERCIEMENTS

J'adresse mes plus sincères remerciements à ma directrice de thèse, Nabiha Chaumeix, pour m'avoir accordé sa confiance depuis mes débuts en tant qu'ingénieur d'étude dans son équipe de recherche, pour m'avoir enseigné énormément d'un point de vue scientifique et humain et pour m'avoir permis de participer à de nombreuses conférences partout dans le monde.

Je remercie l'IRSN, plus spécifiquement Ahmed, Alexandre et Nicolas pour leur gentillesse et leur bonne humeur ainsi que toutes les discussions et les conseils que l'on a eu sur mes travaux de thèse.

Je remercie M. Bellenoue et M. Birouk d'avoir accepté d'être rapporteur de ma thèse, M. Halter d'avoir présidé mon jury et M. Kuznetsov et M. Reinecke d'avoir fait le voyage d'Allemagne pour participer à ma soutenance.

Je profite de ces quelques lignes pour remercier l'ensemble du personnel du laboratoire ICARE que j'ai rencontré et avec qui j'ai pu travailler pendant ma thèse. Je remercie l'équipe administrative d'ICARE, Corinne, Vincent, Marine et Isabelle. Je remercie également Géraldine à l'IRSN, pour sa sympathie, sa bonne humeur et son aide précieuse pour l'organisation de mes déplacements.

Une thèse expérimentale ne peut être menée à terme sans une équipe technique. Ainsi je remercie Jacques Fabrice Nicolas Benoit Stéphane et Eric pour votre aide et vos conseils en électronique et mécanique. Un merci spécial à Mahmoud, le pro du laser, grâce à qui je comprends maintenant comment marche un système optique.

Je tiens à remercier Christian, Fabien, et Guillaume, de l'équipe CT, qui m'ont beaucoup aidé à correctement traiter et comprendre la turbulence, une tâche très ardue pour un chimiste.

Un grand merci spécial pour les jeunes du laboratoire pour les moments agréables passé avec vous pendant ces trois années : Kodjo maitre du matlab toujours de bonne humeur et souriant ; Jérémy mon otaku préféré avec qui j'ai partagé mon bureau pendant deux ans ; Rémy pour ta sympathie (que j'ai pratiquement plus vu en conférence qu'au laboratoire) ; Damien, l'Eddy Mitchel de l'équipe ; Romain le successeur IRSN. En vrac j'adresse un énorme merci à Andréa, Kevin, Kouame, Elisa, Florian, Marie-Michelle, Joffrey, Mario, Yao-Chung, Alexis, Yohann, Nazim, Romain F., Charles, Yann, Mathieu.

Cette thèse n'aurait pas pu se faire sans mes proches qui m'ont soutenue et supporté durant ces 4 années. J'embrasse Sophie, mes parents, ma famille et mes amis.

Merci a tous !

# SOMMAIRE

<b>Remerciements</b> .....	<b>i</b>
<b>Sommaire</b> .....	<b>iii</b>
<b>Nomenclature</b> .....	<b>vi</b>
<b>Liste des figures</b> .....	<b>xii</b>
<b>Liste des tableaux</b> .....	<b>xxiii</b>
<b>Introduction</b> .....	<b>1</b>
<b>Chapitre 1. Etat de l'art : flammes de prémélange</b> .....	<b>4</b>
1.1. Régimes de propagation .....	5
1.2. Flammes laminaires .....	8
1.2.1. Théorie de Mallard et Le Châtelier.....	8
1.2.2. Théorie de Zeldovich Frank-Kamenetskii et Semenov.....	10
1.2.3. Nombre de Zeldovich .....	12
1.2.4. Epaisseurs d'une flamme laminaire .....	13
1.2.5. Nombre de Lewis.....	15
1.2.6. Vitesse fondamentale de flamme .....	16
1.2.7. Flammes d'hydrogène/air .....	18
1.3. Paramètres d'inflammation .....	21
1.3.1. Limites d'inflammabilité et de détonabilité.....	22
1.3.2. Energie d'inflammation .....	29
1.4. Instabilités de flamme.....	32
1.4.1. Instabilités de Darrieus-Landau.....	32
1.4.2. Instabilités thermo-diffusives.....	33
1.4.3. Instabilités liées au confinement et aux obstacles .....	35
1.5. Transition de la déflagration à la détonation .....	35
1.6. Flammes turbulentes .....	37
1.6.1. Echelles de la turbulence .....	37
1.6.2. Régimes caractéristiques de la combustion turbulente .....	38
1.6.3. Vitesse de flamme turbulente.....	42

1.7. Conclusion .....	47
<b>Chapitre 2. Dispositifs experimentaux .....</b>	<b>49</b>
2.1. Description de l'Enceinte sphérique BSIII de 93 litres .....	49
2.1.1. Caractéristiques de l'enceinte.....	50
2.1.2. Système de génération de turbulence.....	51
2.1.3. Système d'allumage .....	52
2.1.4. Instrumentation .....	52
2.2. Enceinte sphérique de 56 litres.....	57
2.3. Conclusion .....	58
<b>Chapitre 3. Méthodologie.....</b>	<b>59</b>
3.1. Conditions opératoires et incertitudes expérimentales .....	59
3.1.1. Conditions expérimentales .....	59
3.1.2. Préparation des mélanges combustibles .....	60
3.1.3. Incertitudes .....	60
3.2. Caractérisation de l'écoulement initial avant combustion .....	62
3.2.1. Traitement préalable des images de PIV .....	62
3.2.2. Méthode de corrélations du couple d'images .....	63
3.2.3. Champs de vitesses .....	64
3.3. Méthode d'analyse des vitesses de flamme.....	68
3.3.1. Méthode d'analyse des images de flammes laminaires .....	68
3.3.2. Détermination des vitesses de flamme laminaire non-étirée et des longueurs de Markstein .....	72
3.3.3. Méthode d'analyse des images de flammes turbulentes.....	74
3.3.4. Méthode d'analyse des images de tomographie.....	76
3.4. Conclusion .....	77
<b>Chapitre 4. Propagation des flammes en milieu initialement quiescent.....</b>	<b>78</b>
4.1. Vitesses fondamentales de flamme .....	78
4.1.1. Effet de la résolution et de la fréquence sur les vitesses spatiales de flamme .	79
4.1.2. Effets de la plage de donnée sur les mesures de vitesses de flamme .....	82
4.2. Vitesses de flamme laminaires.....	91
4.3. Longueurs de Markstein .....	94
4.4. Paramètres caractéristiques de la combustion laminaire.....	95
4.4.1. Epaisseur de flamme .....	95
4.4.2. Energie d'activation et nombre de Zeldovich .....	96

4.4.3. Nombre de Lewis.....	98
4.5. Rayons critiques d'apparition des instabilités thermo-diffusives .....	99
4.6. Facteur d'amplification de la vitesse de propagation .....	102
4.6.1. Visualisation par Schlieren .....	103
4.6.2. Visualisation par Tomographie Laser .....	107
4.7. Conclusion .....	112
<b>Chapitre 5. Propagation des flammes en milieu turbulent .....</b>	<b>114</b>
5.1. Caractérisation de la turbulence initiale au sein de l'enceinte .....	114
5.2. Limites inférieures d'inflammabilité.....	127
5.2.1. Milieu Quiescent .....	127
5.2.2. Milieu avec une turbulence initiale contrôlée .....	130
5.3. Pression maximale et indice d'explosibilité .....	135
5.4. Propagation des flammes en présence d'une turbulence initiale .....	142
5.4.1. Régimes de combustion observés.....	142
5.4.2. Détermination expérimentales des vitesses turbulentes de combustion .....	148
5.4.3. Corrélation des vitesses de flamme turbulente.....	158
5.5. Conclusion .....	167
<b>Conclusion et Perspectives .....</b>	<b>170</b>
<b>Bibliographie.....</b>	<b>I</b>
<b>Annexes .....</b>	<b>VII</b>

# NOMENCLATURE

## Lettres Latines

$A$	Surface	$[m^2]$
$AF_{TD}$	Facteur d'amplification dû aux instabilités thermo-diffusives	
$CC$	Corrélation croisée	
$C_p$	Capacité calorifique à pression constante	$[J.kg^{-1}.K^{-1}]$
$C_v$	Capacité calorifique à volume constant	$[J.kg^{-1}.K^{-1}]$
$d$	grandeur caractéristique	$[m]$
$D_x$	Diffusivité massique de la molécule $x$ dans le mélange	$[m^2.s^{-1}]$
$Da$	Nombre de Damköhler	
$E_a$	Energie d'activation	$[J.mol^{-1}]$
$F_U(x_i, y_i)$ $F_V(x_i, y_i)$	Facteurs d'aplatissement de la distribution de vitesse selon $U$ et $V$ à la position $x_i ; y_i$	
$G$	Niveaux de gris du pixel	$[bit]$
$H_U(x_i, y_i)$ $H_V(x_i, y_i)$	Homogénéité de la composante $U$ et $V$ à la position $x_i ; y_i$	
$I(x_i, y_i)$	Isotropie de la distribution de vitesse à la position $x_i ; y_i$	
$k$	Energie cinétique de la turbulence	$[m^2.s^{-2}]$
$Ka$	Nombre de Karlovitz	
$K_G$	Indice de déflagration	$[bar.m.s^{-1}]$

$L_b$ $L'$	Longueur de Markstein dans les gaz brûlés et les gaz frais	[m]
$Le$	Nombre de Lewis	
$L_K$	Echelle spatiale de Kolmogorov	[m]
$L_T$	Echelle spatiale intégrale	[m]
$L_{U_x}$ $L_{U_y}$ $L_{V_x}$ $L_{V_y}$	Echelles intégrales longitudinales ( $x$ ) et transversales ( $y$ ) pour les composante $U$ et $V$	[m]
$\dot{m}$	Débit massique	[g.s <sup>-1</sup> ]
$M$	Nombre de Mach	
$Ma$	Nombre de Markstein	
$P$	Pression	[g.m <sup>-1</sup> .s <sup>-2</sup> ]
$Pe$	Nombre de Péclet	
$Pr$	Nombre de Prandtl	
$Q$	Chaleur	[J]
$r$	Rayon	[m]
$R$	Constante des gaz parfait	[J.mol <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ]
$R_{UU}$ $R_{VV}$	Corrélations croisées normalisées selon $U$ et $V$	
$Re$	Nombre de Reynold	
$Re_T$	Nombre de Reynolds turbulent	
$Sc$	Nombre de Schmidt	
$S_L$	Vitesse de flamme laminaire des gaz frais	[m.s <sup>-1</sup> ]
$S_L^0$	Vitesse de flamme laminaire à étirement zéro des gaz frais	[m.s <sup>-1</sup> ]
$S_T$	Vitesse de flamme turbulente	[m.s <sup>-1</sup> ]

$S_U(x_i, y_i)$ $S_V(x_i, y_i)$	Facteurs d'asymétrie des distributions de vitesse selon $U$ et $V$ à la position $x_i ; y_i$	
$t$	Temps	[s]
$T$	Température	[K]
$u$	Vitesse	[m.s <sup>-1</sup> ]
$u'$	Fluctuation de vitesse	[m.s <sup>-1</sup> ]
$\bar{u}$	Vitesse moyenne	[m.s <sup>-1</sup> ]
$U_j(x_i, y_i)$ $V_j(x_i, y_i)$	Composantes horizontales et verticales de la vitesse à l'instant $j$ et à la position $x_i ; y_i$	[m.s <sup>-1</sup> ]
$\bar{U}(x_i, y_i)$ $\bar{V}(x_i, y_i)$	Composantes horizontales et verticales de la vitesse moyenne à la position $x_i ; y_i$	[m.s <sup>-1</sup> ]
$U'(x_i, y_i)$ $V'(x_i, y_i)$	Composante horizontale et verticale de la fluctuation de la vitesse à la position $x_i ; y_i$	[m.s <sup>-1</sup> ]
$U_{moy}$ $V_{moy}$	Moyenne circulaire de $\bar{U}(x_i, y_i)$ et $\bar{V}(x_i, y_i)$ dans un cercle	[m.s <sup>-1</sup> ]
$U_{RMS}$ $V_{RMS}$	Moyenne circulaire de $U'(x_i, y_i)$ et $V'(x_i, y_i)$ dans un cercle	[m.s <sup>-1</sup> ]
$V_S^0$	Vitesse spatiale de flamme laminaire à étirement nul	[m.s <sup>-1</sup> ]
$V_S$	Vitesse spatiale de flamme laminaire	[m.s <sup>-1</sup> ]
$V_{S,lisse}$	Vitesse spatiale d'une flamme lisse étirée	[m.s <sup>-1</sup> ]
$V_{S,T}$	Vitesse spatiale de flamme turbulente	[m.s <sup>-1</sup> ]
$x_i ; y_i$	variable d'espace	[m]
$x_M$	fraction molaire de la molécule $M$	

## Lettres grecques

$\alpha$	Diffusivité thermique	$[\text{m}^2.\text{s}^{-1}]$
$\alpha_J$	Angle de la droite de Rayleigh	[rad]
$\beta$	Nombre de Zeldovich	
$\gamma$	Rapport des capacités calorifiques ( $C_p/C_V$ )	
$\delta_{mass.}$	Epaisseur de flamme massique	[m]
$\delta_{reac.}$	Epaisseur de flamme réactionnelle	[m]
$\delta_{temp.}$	Epaisseur de flamme basée sur le profil de la température	[m]
$\delta_{therm.}$	Epaisseur de flamme thermique	[m]
$\varepsilon$	Taux de dissipation de l'énergie	$[\text{m}^2.\text{s}^{-3}]$
$\kappa$	Etirement	$[\text{s}^{-1}]$
$\lambda$	Conductivité thermique	$[\text{W}.\text{m}^{-1}.\text{K}^{-1}]$
$\mu$	Viscosité du fluide	$[\text{Pa}.\text{s}^{-1}]$
$\nu$	Viscosité cinématique	$[\text{m}^2.\text{s}^{-1}]$
$\rho$	Masse volumique	$[\text{g}.\text{m}^{-3}]$
$\sigma$	Rapport d'expansion	
$\tau_C$	Temps de transit des gaz	[s]
$\tau_K$	Echelle temporelle de Kolmogorov	[s]
$\tau_T$	Echelle temporelle intégrale	[s]
$\Phi$	Richesse	
$\psi$	Concentration	$[\text{mol}.\text{m}^{-3}]$
$\dot{\omega}$	Vitesse globale de réaction	$[\text{mol}.\text{s}^{-1}]$

## Indices

<i>AICC</i>	Combustion complète adiabatique et à volume constant
<i>b</i>	Relatif aux gaz brûlés
<i>c</i>	chimique
<i>crit</i>	Critique
<i>D</i>	Déficitaire
<i>eff</i>	Effectif
<i>E</i>	Excédentaire
<i>f</i>	Gaz frais
<i>i</i>	Inflammation
<i>ini</i>	Initial
<i>K</i>	Kolmogorov
<i>L</i>	Laminaire
<i>S</i>	Spatiale
<i>T</i>	Turbulent
<i>U</i>	Relatif à la composante U
<i>V</i>	Relatif à la composante V
<i>vap</i>	Vapeur

### **Exposant**

<i>0</i>	Etirement nul
----------	---------------

### **Acronymes**

<i>CLAHE</i>	Egalisation adaptatif des histogrammes avec limitation des contrastes. (Contrast Limited Adaptive Histogram Equalization)
<i>LII</i>	Limite inférieure d'inflammabilité

---

*LSI*      Limite supérieure d'inflammabilité

---

*PIV*      Vélocimétrie à image de particule

---

# LISTE DES FIGURES

Figure 1 : Vitesse de propagation de la flamme en fonction de la position dans l'enceinte Enaccef. En haut : le profil de vitesse complet. En bas : le zoom sur la phase de transition d'une flamme laminaire vers une flamme turbulente <sup>2</sup> .....	3
Figure 2 : Front de flamme se propageant dans un tube. ....	5
Figure 3 : (a) la relation d'Hugoniot divisé en cinq régions (I-V), (b) les solutions possible de la relation d'Hugoniot. ....	6
Figure 4 : Evolution de la température dans une flamme selon la théorie de Mallard et Le Châtelier .....	8
Figure 5 : Détermination de l'épaisseur de flamme en utilisant le profil de température. Avec $\delta_{temp}$ , la largeur de la flamme. $T_f$ et $T_b$ respectivement la température des gaz frais et des gaz brûlés. ....	14
Figure 6 : Comparaison des vitesses de flamme laminaire en fonction de la richesse du mélange. Pression de 100 kPa. Température de 298 K <sup>[3,4,16,18,23,26,32,35,37,39,43,45]</sup> .....	18
Figure 7 : Vitesse de flamme laminaire en fonction de la richesse à différentes pressions et températures initiales <sup>11</sup> .....	19
Figure 8 : Vitesses de flamme laminaire en fonction de la température initiale du mélange pour des richesses de 0,18, 0,30 et 0,51. Hydrogène-air. Pression de 100 kPa. Température de 298 K <sup>12</sup> .....	20
Figure 9 : Vitesses de flamme laminaire en fonction de la richesse à différentes pressions initiales. Partie supérieure : pressions supérieures à l'atmosphère. Partie inférieure : pressions inférieures à l'atmosphère. Température de 298 K <sup>13</sup> .....	20
Figure 10 : Diagramme de Shapiro pour des mélanges hydrogène air vapeur à deux températures et pressions <sup>14</sup> .....	22
Figure 11 : Influence de la température initiale sur les limites d'inflammabilité de l'hydrogène dans l'air (propagation d'une flamme descendante) à pression atmosphérique d'après Coward et Jones <sup>15</sup> .....	24
Figure 12 : Limites d'inflammabilité des mélanges hydrogène / air en fonction de la température initiale. (a) A une pression initiale de 100 kPa ; (b) A une pression initiale de 250 kPa <u>Légende</u> : Rouge : Domaine d'inflammabilité totale ; Orange : Domaine de propagation ascendante ; Vert : Extérieur au domaine d'inflammabilité d'après Cheikhravat et coll. <sup>16</sup> .....	24

Figure 13 : Influence de la pression initiale sur les limites d'inflammabilité des mélanges hydrogène/air à pression sub-atmosphérique et à $T = 293$ K d'après Kuznetsov et coll. <sup>[26,27]</sup> .	26
Figure 14: Limites d'inflammabilité des mélanges hydrogène/air/vapeur d'eau d'après Kumar <sup>21</sup> .	27
Figure 15: Limites d'inflammabilité des mélanges $H_2$ /air/ $H_2O_{vap}$ initialement à 100 kPa et 373 K pour différents pourcentages de vapeur d'eau dans le mélange Légende : Rouge : Domaine d'inflammabilité totale ; Orange : Domaine de propagation ascendante ; Vert : Extérieur au domaine d'inflammabilité d'après Cheikhvat <sup>22</sup> .	28
Figure 16: Limites d'inflammabilité en fonction de la vitesse des ventilateurs d'après Abdel-Gayed et coll. <sup>23</sup> .	28
Figure 17 : Energie minimale d'inflammation pour des mélanges hydrogène/air	29
Figure 18 : Evolution de l'énergie minimum d'inflammation en fonction du pourcentage molaire d'hydrogène dans l'air pour différentes distances inter-électrodes. $P_{ini} = 1$ atm et $T_{ini} = T_{amb}$ <sup>25</sup> .	30
Figure 19 : Evolution de l'énergie minimum d'inflammation en fonction de la distance entre les électrodes pour différents mélanges $H_2$ /air. $P_{ini} = 1$ atm et $T_{ini} = T_{amb}$ <sup>25</sup> .	31
Figure 20 : Température d'inflammation par surface chaude de mélanges $H_2/O_2$ initialement à pression atmosphérique et à température ambiante d'après Buckel et Chandra <sup>26</sup> .	31
Figure 21 : Instabilité de Darrieus-Landau <sup>29</sup> .	32
Figure 22 : Instabilités thermo diffusives pour un nombre de Lewis inférieur et supérieur à 1 <sup>29</sup> .	33
Figure 23 : Nombre de Péclet critique en fonction du nombre de Markstein d'après Kim et coll. <sup>33</sup> .	34
Figure 24 : Evolution du rapport de la vitesse spatiale sur la vitesse de flamme laminaire en fonction du rapport du rayon sur le rayon critique d'apparition des cellules pour un mélange propane/air à température et pression atmosphérique <sup>32</sup> .	34
Figure 25 : Séquence de photographies Schlieren d'une flamme se propageant dans un tube de 80 mm avec un rapport de blocage de 0,6 pour un mélange $H_2$ /air. Le temps écoulé après l'inflammation est indiqué en bas à droite en milliseconde <sup>29</sup> .	36
Figure 26 : Spectre d'énergie d'un écoulement turbulent avec les échelles de Kolmogorov ..	38
Figure 27 : Diagramme de Borghi des différents régimes de combustion <sup>35</sup> .	40
Figure 28 : Régimes de combustion turbulente prémélangée, (a) régime de flammelettes, (b) régime de flamme épaisse plissée, (c) régime de flamme épaisse <sup>36</sup> .	41
Figure 29 : Diagramme de Borghi des différents régimes de combustion	42

Figure 30 : Vitesse de combustion turbulente réduite en fonction de l'intensité de turbulence effective et de l'échelle macroscopique de turbulence, d'après Leisenheimer et coll. <sup>43</sup> .....	45
Figure 31 : Vitesse de combustion turbulente réduite en fonction du Reynolds turbulent et du nombre de Lewis, d'après Kitagawa et coll. <sup>44</sup> .....	46
Figure 32 : Vitesse de combustion turbulente réduite en fonction du Reynolds turbulent, d'après Wu et coll. <sup>50</sup> .....	47
Figure 33 : Schémas des différentes vues de l'enceinte sphérique .....	50
Figure 34 : Les différents types de hublots. Diamètre du passage optique : (a) 200 mm, (b) 100 mm. Pression maximale d'utilisation 50 bar, 100 bar et 200 bar.....	51
Figure 35 : Système d'entraînement magnétique pour la mise en rotation des hélices. ....	51
Figure 36 : Hélice quadripale de 130 mm de diamètre. ....	52
Figure 37 : Schéma de principe de la vélocimétrie par images de particules. ....	53
Figure 38 : Schéma du dispositif optique de type Schlieren couplé à l'enceinte. ....	55
Figure 39 : Exemple d'une image schlieren d'une flamme à 28 % hydrogène dans l'air lorsque la vitesse de rotation des ventilateurs est fixée à 2 000 tpm. ....	56
Figure 40 : Schéma d'une portion de la projection d'un contour de flamme correspondant à l'addition de trois coupes d'un même volume. ....	56
Figure 41 : Tomographie laser d'une flamme de 16 % hydrogène dans l'air à 1 bar et 293 K	57
Figure 42 : Erreurs relatives sur la richesse et les fractions molaires en hydrogène et en oxygène du mélange en fonction de la fraction molaire en hydrogène dans le mélange combustible. ....	61
Figure 43 : Ecart de la pression et la température initiales par rapport à la moyenne pour les essais réalisés. Les mélanges combustibles étudiés sont constitués de 16, 20, 24 et 28 % d'hydrogène dans l'air.....	61
Figure 44 : Schéma de principe de la détection d'un vecteur de vitesse par corrélation croisée de deux images de PIV .....	63
Figure 45 : Détermination des échelles longitudinales et transversales à partir de la corrélation croisée de la composante U de la vitesse. ....	67
Figure 46 : Visualisation de la propagation d'une flamme H <sub>2</sub> /air à 0,67 ms, 1,35 ms, 2,04 ms et 2,75 ms, $\Phi = 1,58$ , $P = 760$ torr, $T = 298$ K. ....	68
Figure 47 : Images soustraites puis ajustées à 0,67 ms, 1,35 ms, 2,04 ms et 2,75 ms. ....	69
Figure 48 : Détection du contour sur les images soustraites à 4 seuils différents : 0,1, 0,3, 0,7, 0,9.....	70

Figure 49 : (a) Profil du seuil pour la détection des contours de flamme et (b) contours de flamme à 0,67 ms, 1,35 ms, 2,04 ms et 2,75 ms. ....	70
Figure 50 : Contours de flamme pris en compte (noir), exclu (rouge) et zone de confiance (bleu) à 0,67 ms, 1,35 ms, 2,04 ms et 2,75 ms. ....	71
Figure 51 : (a) rayon en fonction du temps (b) Ellipse détectée à 0,67 ms, 1,35 ms, 2,04 ms et 2,75 ms ....	71
Figure 52 : Détection du contour du hublot pour obtenir l'échelle (a) Contour du hublot, en blanc les contours conservés, en rouge les contours exclus (b) Ellipse ajustée à la fenêtre d'observation. ....	72
Figure 53 : Evolution de la pression au cours du temps. En bleu le temps de la première image et dernière image observées. ....	73
Figure 54 : Vitesse spatiale de flamme en fonction de l'étirement. Points pleins pris en compte pour la régression, points creux exclus. En rouge, trait plein le modèle non-linéaire, pointillé le modèle linéaire ....	74
Figure 55 : Exemple de traitement, (a) image d'origine, (b) image soustraite, (c) image binarisée, (d) contour de la binarisation (e) contour sur l'image (f) différents rayon associé au contour détecté ....	75
Figure 56 : (a) rayon turbulent en fonction du temps (b) Ellipse détectée à 0,67 ms, 1,35 ms, 2,04 ms et 2,75 ms. ....	75
Figure 57 : Longueur du contour de la flamme plissée, $l_f$ et rayon, $r$ , d'une sphère lisse équivalente détecté par tomographie laser. ....	77
Figure 58 : Vitesses de flamme laminaire pour des mélanges $CH_4$ /air à richesse 1,1 et 0,8 1 atm et 303K à trois résolutions (768x768 ;512x512 ;384x384). Les écart types aux valeurs sont représentés par les barres d'erreur. ....	80
Figure 59 : Vitesses spatiales de flamme et erreur relative en fonction de la résolution. ....	81
Figure 60 : Vitesses spatiales de flamme et erreur relative en fonction de la fréquence d'acquisition des images. ....	82
Figure 61 : Evolution de la vitesse spatiale à étirement nul, calculée par la méthode non-linéaire, en fonction du domaine des rayons de flamme utilisés. Mélange $CH_4$ /air richesse 1,1. Pression 101,3 kPa. Température 303 K. ....	84
Figure 62 : Evolution de la vitesse spatiale à étirement nul, calculée par la méthode linéaire, en fonction du domaine des rayons de flamme utilisés. Mélange $CH_4$ /air richesse 1,1. Pression 101,3 kPa. Température 303 K. ....	84
Figure 63 : Evolution de la vitesse spatiale à étirement nul, calculée par la méthode non-linéaire, en fonction du domaine des rayons de flamme utilisés. Mélange $CH_4$ /air richesse 0,8. Pression 101,3 kPa. Température 303 K. ....	86

Figure 64 : Evolution de la vitesse spatiale à étirement nul, calculée par la méthode linéaire, en fonction du domaine des rayons de flamme utilisés. Mélange CH <sub>4</sub> /air richesse 0,8. Pression 101,3 kPa. Température 303 K.....	86
Figure 65 : Evolution de la vitesse spatiale à étirement nul, calculée par la méthode non-linéaire, en fonction du domaine des rayons de flamme utilisés. Mélange H <sub>2</sub> /air richesse 2,38. Pression 101,3 kPa. Température 303 K. ....	88
Figure 66 : Evolution de la vitesse spatiale à étirement nul, calculée par la méthode linéaire, en fonction du domaine des rayons de flamme utilisés. Mélange H <sub>2</sub> /air richesse 2,38. Pression 101,3 kPa. Température 303 K.....	88
Figure 67 : Evolution de la vitesse spatiale à étirement nul, calculée par la méthode non-linéaire, en fonction du domaine des rayons de flamme utilisés. Mélange H <sub>2</sub> /air richesse 0,6. Pression 101,3 kPa. Température 303 K. ....	90
Figure 68 : Evolution de la vitesse spatiale à étirement nul, calculée par la méthode linéaire, en fonction du domaine des rayons de flamme utilisés. Mélange H <sub>2</sub> /air richesse 0,6. Pression 101,3 kPa. Température 303 K.....	90
Figure 69 : Vitesse spatiale de flamme en fonction de l'étirement de la flamme, plusieurs expériences sont représentées pour chaque mélange H <sub>2</sub> /air à 293 K et 0,101 MPa. Les lignes pointillées sont les régressions linéaires permettant l'extraction des vitesses de flamme à étirement nul. Les lignes épaisses sont les moyennes des essais pour chaque mélange. ....	92
Figure 70 : Vitesses de flamme laminaires non-étirées. Mesure sur la BSIII et BSII pour ce travail. Mesure de Sabard sur la BSII. Mesure de Lamoureux sur la BSI. Modélisation 1D avec le mécanisme de Mével.....	93
Figure 71 : Vitesses de flamme laminaires non-étirées. Mesure sur la BSIII et BSII pour ce travail comparée aux valeurs de Egolfopoulos et coll. <sup>64</sup> ; Wu et coll. <sup>65</sup> .....	94
Figure 72 : Longueurs de Markstein mesurées dans la BSIII, la BSII pour des mélanges H <sub>2</sub> /air initialement à 101,3 kPa et 293 K. Comparaison avec les valeurs de Lamoureux et coll. <sup>63</sup> ....	95
Figure 73 : Epaisseur thermique et massique de la flamme en fonction de la fraction molaire d'hydrogène. Température initiale est de 293,6 K et la pression initiale est de 1,015 bar.....	96
Figure 74 : Energie d'activation en fonction de la fraction d'hydrogène. Température de 293,6 K et pression de 1,015 bar. ....	97
Figure 75 : Nombre de Zeldovich en fonction de la fraction d'hydrogène estimé. Température de 293,6 K et pression de 1,015 bar. ....	97
Figure 76 : Nombre de Lewis en fonction de la fraction molaire d'hydrogène. Température de 293,6 K et pression de 1,015 bar. ....	98
Figure 77 : Vitesse spatiale de flamme en fonction de l'étirement de la flamme, plusieurs expériences sont représentées pour chaque mélange H <sub>2</sub> /air à 293 K et 0,101 MPa. Les lignes épaisses sont les moyennes des droites pour chaque mélange. L'apparition des cellules à la surface de la flamme est noté (C).....	100

Figure 78 : Rayon critique pour un mélange H <sub>2</sub> /air en fonction de la fraction d'hydrogène du mélange. Pression et température atmosphérique. ....	101
Figure 79 : Images de la flamme lors de l'apparition des instabilités et après une augmentation du rayon de 10 mm pour des mélanges à 16 %, 20 %, 24 % et 28 % d'hydrogène dans l'air. P = 101 kPa et T = 293 K.....	101
Figure 80 : Nombre de Péclet critique pour un mélange H <sub>2</sub> /air en fonction de la fraction d'hydrogène du mélange. Pression et température atmosphérique. Comparaison avec la littérature <sup>33,66</sup> .....	102
Figure 81 : Evolution de la vitesse spatiale ainsi que l'évolution de la vitesse d'une flamme lisse étirée en fonction du rayon de la flamme pour des mélanges contenant 16 %, 20 %, 24 % et 28 % d'hydrogène dans l'air. P = 101 kPa et T = 293 K.....	104
Figure 82 : Evolution du facteur d'amplification AF <sub>TD</sub> en fonction du rapport r/r <sub>c</sub> pour des mélanges contenant 16 %, 20 %, 24 % et 28 % d'hydrogène dans l'air. P = 101 kPa et T = 293 K. ....	105
Figure 83 : Proportionnalité entre le facteur d'amplification de la surface et le facteur d'amplification de la vitesse en fonction de la fraction d'hydrogène dans l'air. P = 101 kPa et T = 293 K. ....	106
Figure 84 : Impact de l'ensemencement sur l'évolution de la vitesse spatiale en fonction du rayon de la flamme pour des mélanges à 16 %, 20 %, 24 % et 28 % d'hydrogène dans l'air. P = 101 kPa et T = 293 K.....	108
Figure 85 : Impact de l'ensemencement sur l'évolution de la vitesse spatiale en fonction du rayon de la flamme pour des mélanges à 16 %, 20 %, 24 % et 28 % d'hydrogène dans l'air. P = 101 kPa et T = 293 K.....	109
Figure 86 : Evolution du facteur d'amplification de surface et du facteur d'amplification de la vitesse en fonction du rayon de la flamme pour des mélanges à 16 %, 20 %, 24 % et 28 % d'hydrogène dans l'air. P = 101 kPa et T = 293 K.....	111
Figure 87 : Proportionnalité entre le facteur d'amplification de la surface et le facteur d'amplification de la vitesse en fonction de la fraction d'hydrogène dans l'air. P = 101 kPa et T = 293 K. ....	112
Figure 88 : Cartographies des vitesses moyennes de la composante U (m/s) sur les essais de 1 000 à 5 000 tpm. La cartographie est centrée sur le hublot.....	116
Figure 89 : Cartographies des vitesses moyennes pour la composante V (m/s) sur les essais de 1 000 à 5 000 tpm. La cartographie est centrée sur le hublot.....	117
Figure 90 : Moyenne circulaire pour les composantes U et V en fonction du rayon de la zone de visualisation centrée sur le hublot. ....	118
Figure 91 : Moyenne circulaire pour un rayon de 50 mm en fonction de la vitesse de rotation des ventilateurs.....	118

Figure 92 : Moyennes quadratiques circulaires $U_{RMS}$ , $V_{RMS}$ et $u'$ en fonction du rayon d'un cercle centré sur la bombe. ....	119
Figure 93 : Ecart de la vitesse instantané par rapport à la moyenne quadratique pour les essais de 1 000 à 5 000 tpm. ....	120
Figure 94 : Fluctuation de vitesse $u'$ , moyenne circulaire quadratique et moyenne circulaire pour un rayon 50 mm en fonction de la vitesse de rotation des ventilateurs. Les barres d'erreurs sont négligeables devant la taille des points. $P = 101$ kPa et $T = 293$ K. ....	121
Figure 95 : Cartographie d'homogénéité de la composante U, $H_U$ , pour les essais de 1 000 à 5 000 tpm. La Cartographie est centrée sur le hublot. ....	122
Figure 96 : Cartographie d'homogénéité de la composante V, $H_V$ , pour les essais de 1 000 à 5 000 tpm. La Cartographie est centrée sur le hublot. ....	123
Figure 97 : Cartographie d'isotropie, I, pour les essais de 1 000 à 5 000 tpm. La Cartographie est centrée sur le hublot. ....	124
Figure 98 : Homogénéité selon U et V et isotropie de la turbulence au sein de la bombe sphérique en fonction du rayon de la zone de mesure centrée autour des électrodes de 1 000 tpm à 5 000 tpm. ....	125
Figure 99 : Autocorrélation de la composante U et V pour une vitesse de rotation de 2 000 tpm. ....	126
Figure 100 : Echelles intégrales longitudinale et transversale. Valeurs moyennes sur les essais. $P = 101$ kPa et $T = 293$ K. ....	126
Figure 101 : Exemples de propagation de flamme hydrogène/air à 100 kPa et 303 K pour différentes teneur en hydrogène. ....	128
Figure 102 : Différents régimes de propagation de flamme observés aux limites en fonction de la teneur en hydrogène. ....	129
Figure 103 : Evolution temporelle de la surpression au sein de l'enceinte BSII pour différents mélanges hydrogène air initialement à 100 kPa et 303 K. ....	129
Figure 104 : Evolution temporelle de la surpression au sein de l'enceinte BSIII pour différents mélanges hydrogène air initialement à 101 kPa et 293 K en fonction de la turbulence. ....	131
Figure 105 : Comparaison de l'évolution temporelle de la surpression en fonction de la position du capteur au sein de l'enceinte BSIII pour différents mélanges hydrogène air initialement à 101 kPa, 293 K et 4 000 tpm. ....	132
Figure 106 : Détermination de la limite inférieure d'inflammabilité pour un mélange hydrogène/air sans turbulence. ....	132
Figure 107 : Série d'images enregistrées lors d'un essai d'inflammation proche de la limite d'inflammabilité pour un mélange contenant 4,6 % d'hydrogène dans l'air, $u' = 0,56$ m/s..	133

Figure 108 : Série d'images enregistrées lors d'un essai d'inflammation proche de la limite d'inflammabilité pour un mélange contenant 5,0 % d'hydrogène dans l'air, $u' = 1,26$ m/s..	134
Figure 109 : Série d'images enregistrées lors d'un essai d'inflammation proche de la limite d'inflammabilité pour un mélange contenant 5,2 % d'hydrogène dans l'air, $u' = 2,08$ m/s..	134
Figure 110 : Série d'images enregistrées lors d'un essai d'inflammation proche de la limite d'inflammabilité pour un mélange contenant 5,6 % d'hydrogène dans l'air, $u' = 2,81$ m/s..	135
Figure 111 : Limite inférieure d'inflammabilité des mélanges $H_2$ /air en fonction de la fluctuation de vitesse initiale dans l'enceinte. Les mesures ont été réalisées à 293 K et 101,3 kPa.....	135
Figure 112 : Signaux bruts de surpression mesurés lors de la combustion d'un mélange constitué de 16 % d'hydrogène dans l'air pour $u'$ variant de 0 à 2,81 m/s. Le capteur est placé sur la partie inférieure de la sphère. $P_{ini} = 101$ kPa et $T_{ini} = 293$ K.....	136
Figure 113 : Pression maximale moyenne obtenue sur les essais pour les capteurs placés sur la partie inférieure et supérieure en fonction de la fluctuation de vitesse. $P = 101$ kPa et $T = 293$ K. ....	137
Figure 114 : Moyenne du rapport de la pression maximale moyenne obtenue sur la pression adiabatique à volume constant pour les essais avec les capteurs placés sur la partie inférieure ou supérieure de la sphère en fonction de la fluctuation de vitesse. $P = 101$ kPa et $T = 293$ K. ....	138
Figure 115 : Moyenne des vitesses maximales d'augmentation de la pression, mesurée par le capteur du haut et le capteur du bas, en fonction de la fluctuation de vitesse pour l'ensemble des essais. $P = 101$ kPa et $T = 293$ K. ....	139
Figure 116 : Moyenne de l'indice de déflagration pour les essais avec des capteurs placés sur la partie inférieure et supérieure en fonction de la fluctuation de vitesse. $P = 101$ kPa et $T = 293$ K. ....	140
Figure 117 : Moyenne de l'indice de déflagration pour les essais avec des capteurs placés sur la partie inférieure et supérieure en fonction de la fluctuation de vitesse. $P = 101$ kPa et $T = 293$ K. ....	141
Figure 118 : Indice de déflagration en fonction de la fraction d'hydrogène en milieu quiescent. $P = 101$ kPa et $T = 293$ K.....	141
Figure 119 : Essais expérimentaux réalisés sur le digramme des régimes de propagation turbulente de Borghi. En jaune le domaine cible de l'étude. $P = 101$ kPa et $T = 293$ K. ....	144
Figure 120 : Exemples d'images enregistrées pour des mélanges constitués de différents pourcentages d' $H_2$ dans l'air et pour différentes valeurs de $u'$ initiales. $P_{ini} = 100$ kPa, $T_{ini} = 293$ K.....	145
Figure 121 : Surface d'une flamme de rayon 60 mm en fonction de la turbulence pour des mélanges à 16 %, 20 %, 24 % et 28 % d'hydrogène dans l'air, $P = 101$ kPa et $T = 293$ K. Cadre rouge : flammes avec $u'/SL^0 > 1$ et $Ka > 1$ . Cadre bleu : flammes avec $u'/SL0 < 1$ et $Ka < 1$ . Cadre vert : $u' = 0$ m/s.....	147

Figure 122 : Evolution du rayon de la flamme en fonction du temps pour des mélanges contenant 16 % d'hydrogène dans l'air. La turbulence initiale dans le milieu varie de 0 à 2,81 m/s correspondant à des vitesses de rotation allant de 0 à 4 000 tpm. P = 101 kPa et T = 293 K. ....	149
Figure 123 : Evolution du rayon de la flamme en fonction du temps pour des mélanges contenant 20 % d'hydrogène dans l'air. La turbulence initiale dans le milieu varie de 0 à 2,81 m/s correspondant à des vitesses de rotation allant de 0 à 4 000 tpm. P = 101 kPa et T = 293 K. ....	150
Figure 124 : Evolution du rayon de la flamme en fonction du temps pour des mélanges contenant 24 % d'hydrogène dans l'air. La turbulence initiale dans le milieu varie de 0 m/s à 2,81 m/s correspondant à des vitesses de rotation allant de 0 à 4 000 tpm. P = 101 kPa et T = 293 K. ....	150
Figure 125 : Evolution du rayon de la flamme en fonction du temps pour des mélanges contenant 28 % d'hydrogène dans l'air. La turbulence initiale dans le milieu varie de 0 m/s à 2,81 m/s correspondant à des vitesses de rotation allant de 0 à 4 000 tpm. P = 101 kPa et T = 293 K. ....	151
Figure 126 : Evolution de la vitesse spatiale en fonction du rayon de la flamme pour des mélanges à 16 % d'hydrogène dans l'air à des vitesses de rotation allant de 0 à 4 000 tpm P = 101 kPa et T = 293 K. ....	152
Figure 127 : Evolution de la vitesse spatiale en fonction du rayon de la flamme pour des mélanges à 20 % d'hydrogène dans l'air à des vitesses de rotation allant de 0 à 4 000 tpm P = 101 kPa et T = 293 K. ....	152
Figure 128 : Evolution de la vitesse spatiale en fonction du rayon de la flamme pour des mélanges à 24 % d'hydrogène dans l'air à des vitesses de rotation allant de 0 à 4 000 tpm P = 101 kPa et T = 293 K. ....	153
Figure 129 : Evolution de la vitesse spatiale en fonction du rayon de la flamme pour des mélanges à 28 % d'hydrogène dans l'air à des vitesses de rotation allant de 0 à 4 000 tpm P = 101 kPa et T = 293 K. ....	154
Figure 130 : Profils moyens de la vitesse spatiale en fonction du rayon de la flamme pour différentes fluctuation de vitesse. Le mélange contient 16% d'hydrogène dans l'air. P = 101 kPa et T = 293 K. ....	155
Figure 131 : Profils moyens de la vitesse spatiale en fonction du rayon de la flamme pour différentes fluctuation de vitesse. Le mélange contient 20% d'hydrogène dans l'air. P = 101 kPa et T = 293 K. ....	155
Figure 132 : Profils moyens de la vitesse spatiale en fonction du rayon de la flamme pour différentes fluctuation de vitesse. Le mélange contient 24 % d'hydrogène dans l'air. P = 101 kPa et T = 293 K. ....	156
Figure 133 : Profils moyens de la vitesse spatiale en fonction du rayon de la flamme pour différentes fluctuation de vitesse. Le mélange contient 28% d'hydrogène dans l'air. P = 101 kPa et T = 293 K. ....	156

Figure 134 : vitesse spatiale turbulente normalisée par la vitesse de propagation d'une flamme laminaire lisse, $V_s$ , en fonction du rayon de la flamme. $P = 101 \text{ kPa}$ et $T = 293 \text{ K}$ . (a) : $u'/S_L^0 = 0,6$ ;(b) : $u'/S_L^0 = 1,47$ ; (c) : $u'/S_L^0 = 2,25$ .....	157
Figure 135 : Comparaison de l'évolution du facteur d'accélération expérimentale avec le modèle de Zimont et coll. <sup>68</sup> en fonction du rayon pour plusieurs intensités de turbulence. La fraction molaire d'hydrogène dans l'air est de (i) 16 %, (ii) 20 %, (iii) 24 %, (iv) 28 %. $P = 101 \text{ kPa}$ et $T = 293 \text{ K}$ .....	160
Figure 136 : Corrélation de Chaudhuri et coll. <sup>49</sup> appliquée à nos résultats expérimentaux. $P = 101 \text{ kPa}$ et $T = 293 \text{ K}$ .....	161
Figure 137 : Corrélation de Chaudhuri et coll. <sup>48</sup> appliquée à nos résultats expérimentaux. $P = 101 \text{ kPa}$ et $T = 293 \text{ K}$ .....	162
Figure 138 : Evolution du facteur d'accélération en fonction du rayon pour plusieurs vitesses de rotation des ventilateurs. La fraction molaire d'hydrogène dans l'air est de (i) 16 %, (ii) 20 %, (iii) 24 %, (iv) 28 %. $P = 101 \text{ kPa}$ et $T = 293 \text{ K}$ . .....	163
Figure 139 : Corrélation de la vitesse de flamme turbulente. Mélanges de 16 à 28 % d'hydrogène pour des intensités de turbulence allant de 0,56 à 2,81 m/s. $P = 101 \text{ kPa}$ et $T = 293 \text{ K}$ . .....	166
Figure 140 : Résultats expérimentaux obtenu par Kitagawa et coll. <sup>44</sup> ( $P = 101 \text{ kPa}$ et $T = 300 \text{ K}$ ) comparé à la corrélation établie au cours de cette étude. ....	167
Figure 141 : distribution du nombre de particule en fonction de leur diamètre. ....	IX
Figure 142 : distribution cumulée du nombre de particule en fonction de leur diamètre. ....	X
Figure 143 : Cartographies des vitesses moyennes pour la composante U (m/s) sur les essais de 1 000 à 5 000 tpm. La carte est centrée sur le hublot et sa taille est équivalente à celle du hublot.....	XII
Figure 144 : Cartographies des vitesses moyennes pour la composante V (m/s) sur les essais de 1 000 à 5 000 tpm. La Cartographie est centrée sur le hublot et sa taille est équivalente à celle du hublot. ....	XIII
Figure 145 : Cartographies des vitesses quadratiques moyennes pour la composante U (m/s) sur les essais de 1 000 à 5 000 tpm. La Cartographie est centrée sur le hublot et sa taille est équivalente à celle du hublot. ....	XIV
Figure 146 : Cartographies des vitesses quadratiques moyennes pour la composante V (m/s) sur les essais de 1 000 à 5 000 tpm. La Cartographie est centrée sur le hublot et sa taille est équivalente à celle du hublot. ....	XV
Figure 147 : Ecart de la vitesse instantané à la moyenne quadratique pour les essais de 1 000 à 4 000 tpm.....	XVI
Figure 148 : Cartographie d'homogénéité de la composante U pour les essais de 1 000 à 5 000 tpm. La Cartographie est centrée sur le hublot et sa taille est équivalente à celle du hublot. ....	XVII

Figure 149 : Cartographie d'homogénéité de la composante V (m/s) pour les essais de 1 000 à 5 000 tpm. La Cartographie est centrée sur le hublot et sa taille est équivalente à celle du hublot..... XVIII

Figure 150 : Cartographie d'isotropie pour les essais de 1 000 à 5 000 tpm. La Cartographie est centrée sur le hublot et sa taille est équivalente à celle du hublot. .... XIX

Figure 151 : Evolution de la vitesse spatiale en fonction de l'étirement de la flamme pour des mélanges à 16% d'hydrogène dans l'air à des vitesses de rotation allant de 0 à 4 000 tpm .. XX

Figure 152 : Evolution de la vitesse spatiale en fonction de l'étirement de la flamme pour des mélanges à 20% d'hydrogène dans l'air à des vitesses de rotation allant de 0 à 4 000 tpm .. XX

Figure 153 : Evolution de la vitesse spatiale en fonction de l'étirement de la flamme pour des mélanges à 24% d'hydrogène dans l'air à des vitesses de rotation allant de 0 à 4 000 tpm . XXI

Figure 154 : Evolution de la vitesse spatiale en fonction de l'étirement de la flamme pour des mélanges à 28% d'hydrogène dans l'air à des vitesses de rotation allant de 0 à 4 000 tpm . XXI

# LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1 : Valeurs moyennes et écarts types de la fraction d'hydrogène, la richesse, la pression totale et de la température pour les essais effectués par imagerie Schlieren .....	62
Tableau 2 : Modèles de caméra utilisés avec la résolution et la fréquence d'acquisition des images correspondante. Nombre d'essais effectué aux mélanges CH <sub>4</sub> /air correspondant.....	80
Tableau 3 : Vitesse spatiale à étirement nul et longueur de Markstein, calculée par la méthode linéaire et non-linéaire, en fonction du domaine des rayons de flamme utilisés. Mélange CH <sub>4</sub> /air richesse 1,1. Pression 101,3 kPa. Température 303 K.....	85
Tableau 4 : Vitesse spatiale à étirement nul et longueur de Markstein, calculée par la méthode linéaire et non-linéaire, en fonction du domaine des rayons de flamme utilisés. Mélange CH <sub>4</sub> /air richesse 0,8. Pression 101,3 kPa. Température 303 K.....	87
Tableau 5 : Vitesse spatiale à étirement nul et longueur de Markstein, calculée par la méthode linéaire et non-linéaire, en fonction du domaine des rayons de flamme utilisés. Mélange H <sub>2</sub> /air richesse 2,38. Pression 101,3 kPa. Température 303 K.....	89
Tableau 6 : Statistique sur les vitesses spatiales à étirement nul et les longueurs de Markstein, calculée par la méthode linéaire et non-linéaire pour des rayons compris entre 10 et 20 mm. Mélange H <sub>2</sub> /air richesse 0,6. Pression 101,3 kPa. Température 303 K.....	90
Tableau 7 : Moyenne par mélange de la richesse, la fraction d'hydrogène, la pression et la température initiale, le facteur d'expansion, la vitesse de flamme laminaire à étirement nul et la longueur de Markstein. Méthode Linéaire.....	93
Tableau 8 : Fraction d'hydrogène (xH <sub>2</sub> ), richesse du mélange ( $\Phi$ ), coefficient de diffusivité thermique ( $\alpha$ ), coefficient de diffusion massique (D <sub>H<sub>2</sub></sub> ), épaisseur de flamme thermique ( $\delta_{\text{therm.}}$ ) et épaisseur de flamme massique ( $\delta_{\text{mass.}}$ ). Température initiale = 293,6 K et pression initiale = 1,015 bar.....	96
Tableau 9 : Fraction molaire d'hydrogène (xH <sub>2</sub> ), richesse du mélange ( $\Phi$ ), énergie d'activation(E <sub>a</sub> ) et nombre de Zeldovich ( $\beta$ ). Température de 293,6 K et pression de 1,015 bar.....	98
Tableau 10 : Récapitulatif des mesures par PIV : Vitesse de rotation des ventilateurs, nombre de couples d'images enregistrées et délai entre deux pulses pour chaque expérience.....	115
Tableau 11 : Résumé des caractéristiques de la turbulence initiale créée au sein de la bombe BSIII en fonction de la vitesse de rotation des ventilateurs. La pression initiale est de 100 kPa et la température initiale est de 293 K.....	127

Tableau 12 : Caractéristique fondamentales des mélanges combustibles étudiés. $x_{H_2}$ : fraction molaire d'hydrogène, $L_f$ : longueur de Markstein, $S_L^0$ : vitesse de flamme laminaire, $\delta_{therm}$ : épaisseur de flamme thermique, $Le$ : nombre de Lewis et $r_c$ : rayon critique d'apparition des cellules.....	142
Tableau 13 : Caractéristiques des flammes turbulentes étudiées. $x_{H_2}$ : fraction molaire d'hydrogène, $S_L^0$ : vitesse de flamme laminaire, $u'$ : fluctuation de vitesse, $Ka$ : nombre de Karlowitz, $Da$ : nombre de Damköhler, $Re_T$ : nombre de Reynolds turbulent. ....	143
Tableau 14 : Valeurs et écarts type des coefficients a, b et c des corrélations déduites de ce travail.....	165
Tableau 15 : Diamètre des particules en fonction du temps après l'injection. $D_{10}$ : diamètre à 10% de la distribution cumulée. $D_{50}$ : diamètre à 50% de la distribution cumulée. $D_{90}$ : diamètre à 90% de la distribution cumulée. $D_{SMD}$ : diamètre moyen de Sauter. ....	X
Tableau 16 : Conditions initiales des essais effectués pour la mesure des flammes laminaires. Pourcentage d'hydrogène dans le mélange, pression initiale, température initiale, facteur d'expansion (rapport de la densité des gaz frais sur les gaz brûlés), vitesse spatiale de flamme laminaire à étirement nul, longueur de Markstein, vitesse de flamme laminaire à étirement nul.....	XI

# INTRODUCTION

Dans le contexte de l'étude des accidents de fusion du cœur d'un réacteur à eau sous pression (REP), le "risque hydrogène" est défini comme étant la possibilité d'une perte de l'intégrité de l'enceinte de confinement du réacteur à la suite d'une combustion d'hydrogène. L'hydrogène est produit principalement par l'oxydation des métaux présents dans le cœur du réacteur (le zirconium des gaines des crayons combustibles essentiellement) lors de la dégradation de celui-ci et par l'oxydation des métaux présents dans le bain de corium ou dans le radier lors de l'interaction entre le corium et le béton. L'hydrogène ainsi produit est relâché dans l'enceinte de confinement. La répartition de l'hydrogène dans l'enceinte de confinement est plus ou moins homogène suivant l'intensité du brassage de son atmosphère (lié notamment aux boucles de convection résultant de la condensation de la vapeur dans l'enceinte de confinement). En cas de fortes hétérogénéités, il peut exister des concentrations locales importantes d'hydrogène de telle sorte que le seuil d'inflammabilité du mélange gazeux peut être dépassé. En cas d'inflammation, il peut en résulter des chargements en pression susceptibles de menacer l'intégrité de l'enceinte de confinement ou encore les équipements nécessaires à la gestion de l'accident.

Ainsi, l'analyse des accidents récents survenus sur des installations nucléaires et le retour d'expérience d'exploitation des installations nucléaires françaises et étrangères illustrent bien ce risque. Il peut être cité, à titre d'exemples, les accidents de Three-Mile Island et de Fukushima Daichi.

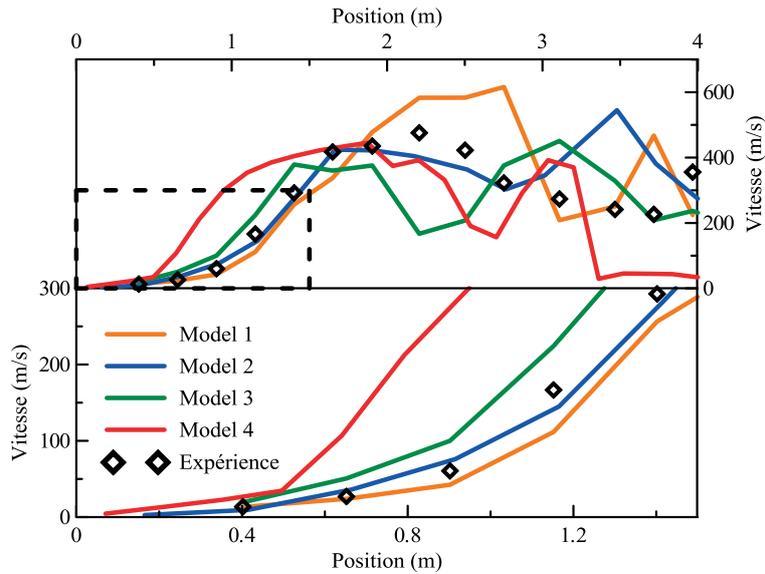
Dans l'accident de Three-Mile Island, une explosion d'hydrogène a eu lieu et l'enceinte de confinement a joué son rôle de barrière ultime entre la radioactivité et l'environnement. Les rejets occasionnés par cet accident ont donc donné lieu à une très faible dose collective. Lors de l'accident survenu récemment dans la centrale de Fukushima Daïchi au Japon, la situation extrême générée par la perte des alimentations électriques et la perte totale de la source froide a engendré des conditions hors dimensionnement pour l'enceinte de confinement. Les opérateurs ont donc été amenés à dépressuriser ces enceintes de confinement pour éviter leur ruine totale. Pour des raisons encore inexplicées, le mélange gazeux contenant l'hydrogène, l'azote, la vapeur d'eau et les produits de fission a été dispersé

dans le bâtiment entourant l'enceinte de confinement au lieu d'être évacué vers la cheminée. Ensuite, quatre explosions d'hydrogène se sont produites et ont endommagé à des degrés divers les bâtiments entourant les réacteurs. Les premières analyses semblent montrer que les explosions produites dans les tranches 1, 2 et 4 sont de type déflagration alors que pour le réacteur 3, la combustion a dû vraisemblablement se produire sous un régime atteignant la détonation incluant donc une transition déflagration détonation (TDD).

La survenue des explosions d'hydrogène de différentes natures lors de l'accident de la centrale de Fukushima pose la question de l'évaluation de ce risque dans le parc nucléaire en France et de la suffisance des moyens mis en place pour s'en prémunir ou pour en limiter les conséquences.

Pour évaluer le risque hydrogène, la méthodologie adoptée repose sur l'utilisation des codes de calcul validés notamment pour le calcul des chargements en pression et en température résultant de la combustion de l'hydrogène. A cet égard, le retour d'expérience et les leçons tirées des différents benchmarks (HYCOM, SARNET, SARNET2 et ISP49)<sup>1-3</sup> montrent que les codes de calcul sont capables de reproduire les pics de pression générés par la combustion. En revanche, ils ne prédisent pas bien les régimes de flamme observés expérimentalement et notamment les cas où la turbulence générée par l'interaction entre la flamme et les obstacles est suffisamment élevée pour amener à une transition vers la détonation comme c'était *a priori* le cas pour l'explosion survenue dans le réacteur 3 de l'installation de Fukushima.

Plus précisément et comme le montre la figure suivante, les conclusions du benchmark organisé dans le cadre du projet SARNET mettent en exergue une grande disparité dans les prédictions des codes actuels, qui correspondent à l'état de l'art, et leur inaptitude à prédire correctement la phase initiale de propagation de la flamme, donnant des temps et des distances d'accélération très différents. Or, le temps de combustion déterminera le chargement en pression.



*Figure 1 : Vitesse de propagation de la flamme en fonction de la position dans l'enceinte Enaccef. En haut : le profil de vitesse complet. En bas : le zoom sur la phase de transition d'une flamme laminaire vers une flamme turbulente<sup>2</sup>*

Partant de ce constat, il est nécessaire d'acquérir des données expérimentales fondamentales sur la vitesse de propagation des flammes en fonction de la fluctuation de vitesse turbulente pour améliorer la compréhension de ces phénomènes.

C'est pourquoi, cette thèse permettra d'acquérir une base de données fondamentale sur la propagation de flamme turbulente ( $H_2$ /air) en fonction d'une turbulence homogène et isotrope quantifiée expérimentalement. Cette étude s'effectuera dans une nouvelle installation sphérique de grand volume.

Le premier chapitre est consacré à l'état de l'art sur les flammes laminaires et turbulentes ainsi qu'aux limites d'inflammabilité. Le deuxième chapitre décrit les différents dispositifs expérimentaux utilisés et la méthodologie associée à chaque système est présentée dans le troisième chapitre. Les différents résultats obtenus pour les flammes laminaires, turbulentes et les limites d'inflammabilité ainsi que la corrélation établie durant ces travaux sont présentés dans le quatrième et cinquième chapitre.

# CHAPITRE 1. ETAT DE L'ART : FLAMMES DE PREMELANGE

Une flamme est une zone de faible épaisseur dans laquelle se déroule un ensemble de réactions chimiques avec diffusion d'espèces à l'état gazeux, production de chaleur et de lumière. On distingue deux types de flamme : les flammes de diffusion, où combustible et comburant sont séparés avant la combustion et les flammes de prémélange, où le combustible et le comburant sont intimement mélangés. Dans le premier cas, la zone de réaction se trouve à la frontière entre le combustible et le comburant. Dans le second cas, la flamme représente la frontière entre les gaz frais (les réactifs) et les gaz brûlés (les produits). Les flammes de prémélange sont les flammes les plus abondantes. Ainsi, lors d'un accident industriel, explosion de gaz ou propagation rapide de la flamme, les combustibles et les comburants sont initialement au moins partiellement mélangés. L'objectif de cette thèse est d'apporter une meilleure connaissance des risques d'explosion d'hydrogène dans les centrales nucléaires. Or, lors d'un accident grave, l'hydrogène issu de la dégradation du cœur va se mélanger à l'air présent dans l'enceinte. Une flamme de prémélange pourra alors se développer dans l'enceinte en présence d'une source d'inflammation. C'est pour cela que ce manuscrit est focalisé sur la phénoménologie des flammes de prémélange et que les flammes de diffusion ne seront pas traitées.

Une flamme de prémélange peut se propager selon deux régimes : la déflagration ou la détonation. Le premier présente un risque limité sur son environnement alors que le second est fortement destructeur. Ces différents régimes seront discutés dans la première partie. La vitesse de flamme laminaire, propriété intrinsèque d'un mélange à température et pression données, pour les mélanges hydrogène-air, sera examinée dans la seconde partie. L'inflammation d'un mélange combustible hydrogène-air, la dépendance vis-à-vis de la température et de la pression, seront abordées dans la troisième partie. Les différentes instabilités de flamme pouvant augmenter sa surface et par conséquent sa vitesse seront abordées dans la quatrième partie. Ces mécanismes d'instabilité peuvent accélérer suffisamment la flamme pour la faire transiter d'un régime de déflagration vers celui de la

détonation. Cet aspect est présenté dans la cinquième partie. L'interaction entre la flamme et une turbulence donnée est abordée dans la dernière partie.

## 1.1. Régimes de propagation

Lorsque que l'on initie une combustion à l'intérieur d'un tube, le front de flamme se déplace le long de ce dernier. Si le tube est ouvert des deux côtés, on observe une flamme ayant une vitesse de l'ordre de 100 cm/s. Cette vitesse est principalement gouvernée par le transfert de chaleur et de masse. Si le tube est fermé à une extrémité et le mélange est allumé à l'autre extrémité, alors le front de flamme transitera d'une vitesse subsonique vers une vitesse supersonique appelée détonation. La détonation n'est pas contrôlée par les mécanismes de transfert masse et de chaleur. En effet, une onde de détonation est en réalité constituée d'une onde de choc pure suivie d'une zone réactionnelle : l'onde de choc porte les gaz frais à haute pression et haute température, puis après un certain délai, l'auto-inflammation des gaz frais permet de libérer la chaleur de la réaction. Cette exothermicité fournit l'énergie nécessaire au maintien de l'onde de choc : on parle de détonation auto-entretenu<sup>4</sup>.

Si l'on reprend l'exemple précédent d'une flamme se propageant dans un conduit (Figure 2), le front de propagation peut être défini comme un problème à une dimension où il serait l'interface entre deux milieux, les gaz brûlés et les gaz frais.

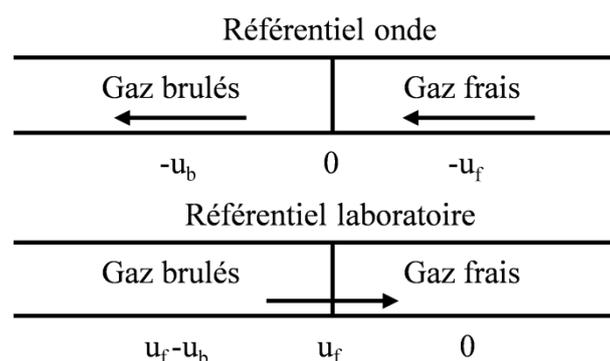


Figure 2 : Front de flamme se propageant dans un tube.

On peut appliquer les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie en considérant que les gaz obéissent à la loi des gaz parfaits :

$$\rho_f u_f = \rho_b u_b \quad (1)$$

$$P_f + \rho_f u_f^2 = P_b + \rho_b u_b^2 \quad (2)$$

$$C_p T_f + \frac{1}{2} u_f^2 + Q = C_p T_b + \frac{1}{2} u_b^2 \quad (3)$$

$$P_f = \rho_f R T_f \quad (4)$$

$$P_b = \rho_b R T_b \quad (5)$$

Avec  $u$  la vitesse des gaz,  $\rho$  la masse volumique,  $P$  la pression,  $C_p$  la capacité calorifique à pression constante,  $T$  la température,  $Q$  la chaleur dégagée par la réaction chimique. L'indice  $f$  correspond aux gaz frais et  $b$  aux gaz brûlés. Dans les équations (1) à (5),  $u_f$ ,  $u_b$ ,  $P_b$ ,  $T_b$  et  $\rho_b$  sont des inconnues. En utilisant ces équations (), on obtient la relation d'Hugoniot et la droite de Rayleigh :

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} \left( \frac{P_b}{\rho_b} - \frac{P_f}{\rho_f} \right) - \frac{1}{2} \cdot (P_b - P_f) \cdot \left( \frac{1}{\rho_f} + \frac{1}{\rho_b} \right) = Q \quad (6)$$

$$\gamma M_f^2 = \left( \frac{P_b}{P_f} - 1 \right) / \left( 1 - \frac{(1/\rho_b)}{(1/\rho_f)} \right) \quad (7)$$

Où  $M_f$  est le nombre de Mach et  $\gamma = C_p/C_V$  est le rapport des capacités calorifiques à pression et à volume constants. Ces équations permettent, pour des conditions initiales données ( $Q$ ,  $P_f$ ,  $\rho_f$ ), de déterminer l'ensemble des solutions possibles ( $P_b$ ,  $\rho_b$ ). Ces solutions sont tracées sur la Figure 3-(a) appelée courbe de Hugoniot :

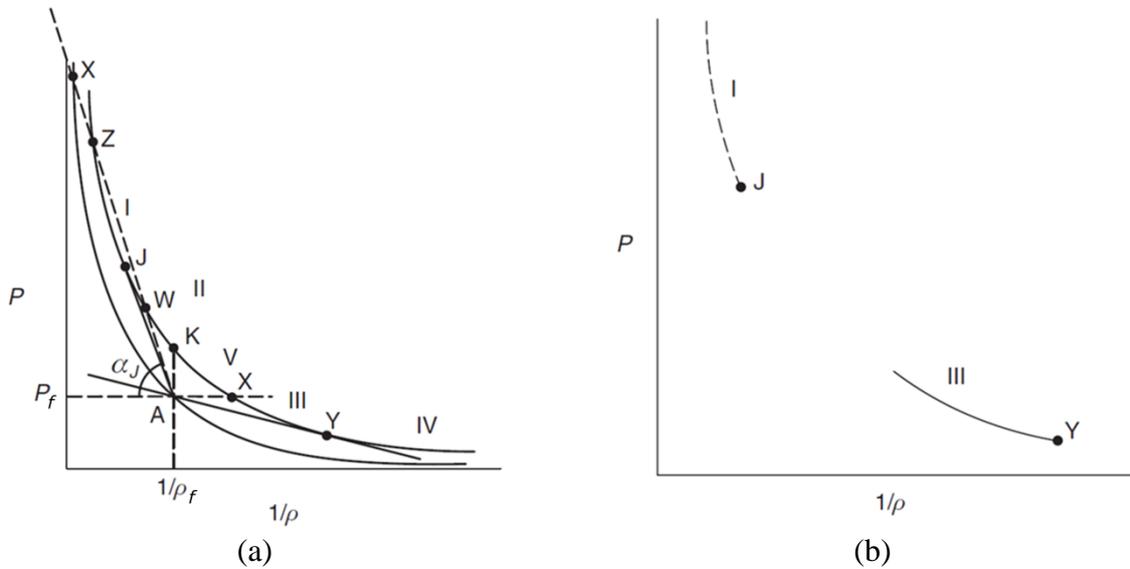


Figure 3 : (a) la relation d'Hugoniot divisé en cinq régions (I-V), (b) les solutions possible de la relation d'Hugoniot.

La courbe des solutions possibles est séparée en cinq régions (*I* à *V*), les points qui délimitent ces régions sont : les deux tangentes à la courbe passant par la solution initiale *A*, *J* et *Y* et les projections à masse volumique constante et pression constante (*K* et *X*). La courbe passant par la solution initiale est l'ensemble des solutions pour lesquels il n'y a pas d'échange de chaleur dû à la réaction chimique ( $Q = 0$ ).

Il est possible de définir un angle  $\alpha_J$  représentant la droite de Rayleigh tel que :

$$\tan \alpha_J = \frac{P_b - P_f}{\left(\frac{1}{\rho_f}\right) - \left(\frac{1}{\rho_b}\right)} \quad (8)$$

On définit alors la vitesse des gaz frais qui permet de classer les solutions possibles de la courbe :

$$u_f = \left(\frac{1}{\rho_f}\right) (\tan \alpha_J)^{1/2} \quad (9)$$

La vitesse associée aux points de la partie *V* entre le point *K* et *X* sont imaginaires car la tangente de l'angle  $\alpha_J$  est négative. Cette région ne représente pas de solution réelle et peut être écartée. Les points des régions *III* et *IV* de la courbe caractérisent une onde de faible vitesse qui représente les solutions pour une déflagration. Sur cette partie de la courbe, la propagation de l'onde est subsonique comme  $P_b < P_f$  et  $\rho_b < \rho_f$  alors le nombre de Mach est plus petit que 1, équation (7). En suivant le même raisonnement les régions *I* et *II* de la courbe sont caractérisés par une vitesse supersonique, elles représentent la zone de détonation de la courbe. Le point *J* est communément appelé le point CJ en référence aux travaux de Chapman et Jouguet. Ce point représente l'augmentation minimum d'entropie à travers la détonation ainsi que la vitesse minimale possible pour la détonation. La partie *I* de la courbe représente les solutions instables qui tendent vers une détonation stable et auto-entretenu, c'est-à-dire le point Chapman-Jouguet. La région *II* de la courbe représente un ensemble de solutions imaginaires, en effet pour une même condition la droite de Rayleigh passe par deux points sur la courbe (*W* et *Z*) qui ont la même vitesse. L'onde de choc peut être décomposée en deux parties, un passage à travers une onde de choc inerte ( $A \rightarrow X$ ) suivi d'un dégagement de chaleur par la réaction chimique ( $X \rightarrow W$  ou *Z*). Cependant, seule la solution *Z* est possible car dans ce cas l'énergie dégagée par la réaction est minimale ce qui rend impossible les solutions de la région *II*. La région *IV* de la courbe donne un ensemble de solutions impossibles car elle impose que la vitesse des gaz brûlés soit supersonique.

Sur l'ensemble de ces solutions pour une même condition  $A$ , seule la région  $III$ , le point  $J$  et le point  $Y$  sont des solutions physiquement possibles et stables. La région  $I$  représente uniquement des solutions physiquement possibles mais instables qui tendent vers le point Chapman Jouguet, ces solutions sont présentées sur la Figure 3-(b).

## 1.2. Flammes laminaires

La vitesse de flamme laminaire est définie comme étant la vitesse à laquelle les gaz frais passent à travers le front de flamme dans une direction normale à celui-ci. Il existe plusieurs théories pour décrire une flamme laminaire<sup>5</sup>. La théorie thermique, proposée par Mallard et Le Châtelier<sup>6</sup>, où la vitesse de flamme est gouvernée uniquement par les phénomènes de transport thermique. Une seconde théorie de Zeldovich Frank-Kamenetskii ajoute à la précédente la diffusion des radicaux à l'intérieur de la flamme.

### 1.2.1. Théorie de Mallard et Le Châtelier

La théorie de Mallard et Le Châtelier considère que la flamme est constituée de deux zones, la zone de préchauffage (zone  $I$ ) et la zone de réaction (zone  $II$ ) comme on peut le voir sur la Figure 4. Dans la zone de préchauffage, la température croît depuis la valeur initiale  $T_f$  jusqu'à atteindre la température d'inflammation du mélange  $T_i$ . Dans la zone de réaction, la température augmente jusqu'à atteindre la température adiabatique de flamme  $T_b$ .

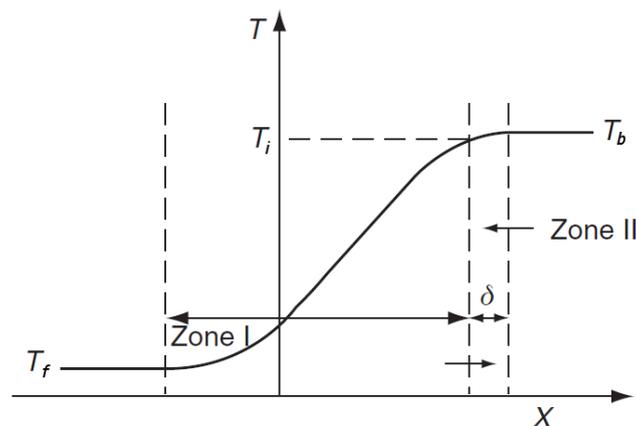


Figure 4 : Evolution de la température dans une flamme selon la théorie de Mallard et Le Châtelier

Si l'on note  $\delta$ , l'épaisseur de la zone réactionnelle et que l'on considère une montée en température linéaire entre  $T_i$  et  $T_b$  on peut alors facilement démontrer que :

$$\dot{m}C_p(T_i - T_f) = \lambda \frac{(T_b - T_i)}{\delta} A \quad (10)$$

Avec  $\lambda$  la conductivité thermique,  $A$  la section unitaire,  $\dot{m}$  le débit-massique de gaz à travers le front de flamme. La théorie suppose que la capacité calorifique à pression constante  $C_p$  et la conductivité du mélange  $\lambda$  sont constantes et quelles sont indépendantes de la pression.

Le problème étant à une dimension, le débit massique de gaz peut être ramené à une vitesse de gaz s'écoulant perpendiculairement à l'onde de combustion :

$$\dot{m} = \rho_f A S_L \quad (11)$$

Avec  $S_L$  la vitesse de flamme laminaire et  $\rho_f$  la masse volumique des gaz frais. On obtient alors l'expression de la vitesse de flamme laminaire suivante :

$$S_L = \frac{\lambda(T_b - T_i)}{\rho_f C_p (T_i - T_f)} \frac{1}{\delta} \quad (12)$$

Dans l'expression (12), l'épaisseur de la zone réactionnelle est inconnue. On peut relier l'épaisseur de flamme  $\delta$  à la vitesse de flamme  $S_L$  par la vitesse globale de réaction :

$$\delta_f \cdot \dot{\omega} = \rho \cdot S_L \quad (13)$$

En remplaçant l'expression de  $\delta$  dans l'équation (12) pour obtenir une nouvelle expression de la vitesse de flamme laminaire :

$$S_L = \sqrt{\frac{\lambda(T_b - T_i)}{\rho C_p (T_i - T_f)} \frac{\dot{\omega}}{\rho}} \quad (14)$$

Cette théorie établit une relation entre la vitesse de flamme laminaire  $S_L$  et deux notions caractéristiques d'une vitesse de flamme, la vitesse globale de réaction  $\dot{\omega}$  ainsi que la diffusivité thermique qui s'écrit :

$$\alpha = \frac{\lambda}{\rho \cdot C_p} \quad (15)$$

La détermination de la vitesse de flamme laminaire dépend de la connaissance de la température d'inflammation du mélange, seule inconnue de l'équation (14). L'expression de Mallard et Le Châtelier ne permet pas de calculer une valeur exacte de la vitesse de flamme mais par contre elle illustre bien la modification de cette dernière avec la variation des conditions initiales (pression, température et composition).

### 1.2.2. Théorie de Zeldovich Frank-Kamenetskii et Semenov

La théorie de Zeldovich Frank-Kamenetskii et Semenov est basée sur les mêmes hypothèses que la théorie de Mallard et Le Châtelier : le front de flamme est composé en deux zones, une zone de préchauffage et une zone de réaction<sup>7</sup>. Elle considère aussi à la fois la conservation de l'énergie et la conservation des espèces. La température d'inflammation est supposée très proche de la température de flamme. Elle permet d'éliminer cette inconnue qui devient un artifice de calcul.

De même que précédemment, on suppose que la capacité calorifique à pression constante  $C_p$  et la conductivité thermique du mélange  $\lambda$  sont constantes et indépendantes de la température.

Des nombres adimensionnels sont alors définis comme :

- le nombre de Prandtl (rapport entre viscosité cinématique et diffusivité thermique) :

$$Pr = \nu / \alpha \quad (16)$$

- le nombre de Schmidt (rapport entre viscosité cinématique et diffusion massique) :

$$Sc = \nu / D \quad (17)$$

- et le nombre de Lewis (rapport entre diffusivité thermique et diffusion massique) :

$$Le = \alpha / D \quad (18)$$

Dans l'hypothèse de Zeldovich, Frank-Kamenetskii et Semenov les nombres de Lewis, de Prandtl et de Schmidt sont tous égaux à 1.

$$Le = Pr = Sc = 1 \quad (19)$$

On en déduit que la diffusion massique, la diffusion thermique et la viscosité cinématique sont constantes et égales :  $D = \alpha = \nu$ .

La flamme est considérée comme un problème unidimensionnel et stationnaire, on peut alors appliquer la conservation de la masse et de l'énergie à un élément de volume :

$$-D\rho \frac{d^2(\psi/\rho)}{dx^2} + \dot{m} \frac{d(\psi/\rho)}{dx} + \dot{\omega} = 0 \quad (20)$$

$$-\lambda \frac{d^2T}{dx^2} + \dot{m}C_p \frac{dT}{dx} - \dot{\omega}Q = 0 \quad (21)$$

Avec  $\dot{m}$  le débit massique,  $\dot{\omega}$  la vitesse de réaction globale,  $Q$  la chaleur dégagée par la réaction,  $\psi$  la concentration en réactif et  $x$  la variable d'espace.

On définit les deux nouvelles variables suivantes  $\theta$  et  $k$ , telles que :

$$\theta = \frac{C_p(T - T_f)}{Q} \quad (22)$$

$$k = \frac{\psi_f}{\rho_f} - \frac{\psi}{\rho} \quad (23)$$

Les conditions imposées aux limites sont :

$$x = -\infty \quad \theta = 0 \quad k = 0 \quad (24)$$

$$x = +\infty \quad \theta = \frac{C_p(T - T_f)}{Q} \quad k = \frac{\psi_f}{\rho_f} \quad (25)$$

En considérant que la flamme est adiabatique et que la somme des énergies thermiques et des énergies chimiques, par unité de masse, est constante dans la zone de combustion, on peut alors définir l'équation suivante :

$$C_p T + \frac{\psi Q}{\rho} = C_p T_f + \frac{\psi_f Q}{\rho_f} = C_p T_F \quad (26)$$

Si l'on considère l'équation de l'énergie (21) uniquement dans la zone  $I$  où la réaction n'a pas lieu ( $\dot{\omega} = 0$ ) on peut réduire l'équation à :

$$\frac{d^2T}{dx^2} - \frac{\dot{m}C_p}{\lambda} \frac{dT}{dx} = 0 \quad (27)$$

Avec comme conditions limites pour la zone I :

$$\begin{cases} x = -\infty \\ T = T_f \end{cases} \quad \begin{cases} x = 0 \\ T = T_i \end{cases} \quad (28)$$

Cette même équation uniquement dans la seconde zone où la réaction a lieu s'écrit ensuite :

$$\frac{d^2T}{dx^2} - \frac{\dot{\omega}Q}{\lambda} = 0 \quad (29)$$

Avec comme conditions limites pour la zone II :

$$\begin{cases} x = 0 \\ T = T_i \end{cases} \quad \begin{cases} x = \delta \\ T = T_b \end{cases} \quad (30)$$

En définissant la vitesse globale de réaction selon l'expression d'Arrhenius  $\dot{\omega} = Ae^{-E_a/RT}$  ainsi qu'en considérant la continuité de la chaleur à travers l'interface entre les deux zones on obtient :

$$S_L = \sqrt{\frac{2}{\psi_f} \left( \frac{\lambda}{\rho_f C_p} \right) \left( Ae^{-E_a/RT} \right) \left( \frac{RT_b^2}{E_a (T_b - T_f)} \right)} \quad (31)$$

On constate que cette équation traduit bien la dépendance de la vitesse fondamentale de flamme avec la diffusivité thermique ( $\alpha = \lambda / \rho_f C_p$ ) et la vitesse globale de réaction ( $\dot{\omega} = Ae^{-E_a/RT}$ ). De plus, la dépendance en température et en pression, à travers  $\rho_f$  et  $\psi_f$  est également prise en compte. Cependant, les vitesses de flamme obtenues avec cette expression ne sont pas suffisamment précises.

### 1.2.3. Nombre de Zeldovich

Si l'on considère que la libération de l'énergie cinétique peut être décrite par une réaction globale et que cette dernière suit une loi d'Arrhenius, la vitesse de flamme laminaire est alors proportionnelle à la racine du taux de réaction :

$$S_L \propto \sqrt{\dot{\omega}} \quad (32)$$

Il est aussi possible d'exprimer une relation linéaire entre le logarithme de la vitesse de flamme et l'inverse de la température des gaz brûlés :

$$2 \ln(S_L) \propto C_{ste} - \frac{E_a}{RT_b} \quad (33)$$

Pour un mélange à une richesse fixe, l'énergie d'activation peut être déterminée par régression en variant la proportion de diluant pour modifier la température des gaz brûlés.

On définit le nombre de Zeldovich comme étant :

$$\beta = \frac{E_a}{RT_b^2} (T_b - T_f) \quad (34)$$

#### 1.2.4. Epaisseurs d'une flamme laminaire

Pour une flamme laminaire, il est possible de définir plusieurs épaisseurs en fonction du phénomène observé. Nous avons vu dans la théorie de Mallard et Le Châtelier que l'on peut décomposer le front de flamme en deux parties (Figure 4), une zone réactionnelle et une zone de préchauffage.

La taille de la zone de préchauffage est estimée à partir de la connaissance de la diffusivité thermique et de la vitesse de combustion laminaire :

$$\delta_{therm.} = \frac{\lambda}{\rho C_p S_L^0} = \frac{\alpha}{S_L^0} \quad (35)$$

Avec la conductivité thermique d'un mélange d'espèces définie comme :

$$\lambda = \frac{1}{2} \left( \sum_{k=1}^K x_k \lambda_k + \left( \sum_{k=1}^K \frac{x_k}{\lambda_k} \right)^{-1} \right) \quad (36)$$

Avec  $\lambda_k$  la conductivité thermique de l'espèce  $k$  et  $x_k$  la fraction molaire de l'espèce  $k$  dans le mélange.

L'épaisseur de flamme est estimée à partir de l'épaisseur thermique et du nombre de Zeldovich :

$$\delta_{\text{reac.}} = \frac{\delta_{\text{therm.}}}{\beta} \quad (37)$$

L'épaisseur de flamme peut aussi être définie sur la base de la diffusivité massique de l'espèce minoritaire et de la vitesse de combustion laminaire :

$$\delta_{\text{mass.}} = \frac{D}{S_L^0} \quad (38)$$

Avec  $D_k$  la diffusivité massique d'une espèce dans le mélange définie comme :

$$D_k = \frac{1 - y_k}{\sum_{\substack{j=1 \\ j \neq k}}^J \frac{x_j}{D_{jk}}} \quad (39)$$

Où  $y_k$  est la fraction massique de l'espèce considérée et  $D_{jk}$  le coefficient de diffusion massique de l'espèce  $j$  avec l'espèce  $k$ .

Enfin, il est aussi possible d'estimer l'épaisseur de flamme à partir du profil de la température. L'épaisseur est définie comme la différence entre les positions des intersections entre la tangente au gradient maximum de la température avec le minimum et le maximum de la température (Figure 5).

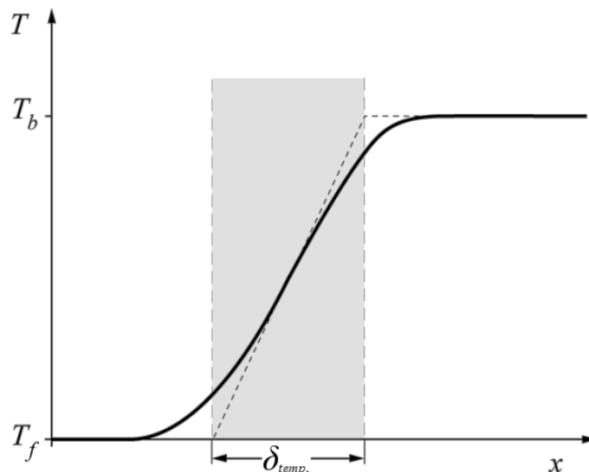


Figure 5 : Détermination de l'épaisseur de flamme en utilisant le profil de température. Avec  $\delta_{\text{temp.}}$  la largeur de la flamme.  $T_f$  et  $T_b$  respectivement la température des gaz frais et des gaz brûlés.

La détermination de l'épaisseur de flamme par le profil de température implique la modélisation numérique des vitesses de flamme à l'aide d'un schéma cinétique détaillé. Pour la combustion d'hydrogène les schémas cinétiques sont abondants mais pour des mélanges

impliquant des fuels plus lourds et complexes un schéma cinétique détaillé n'est pas toujours disponible rendant impossible la modélisation d'un profil de température.

Connaissant l'épaisseur de flamme, il est possible d'estimer le temps de combustion  $\tau_c$  en normalisant l'épaisseur par la vitesse de flamme laminaire.  $\tau_c$  correspond au temps de transit des gaz à travers la flamme Il est défini comme :

$$\tau_c = \frac{\delta}{S_L^0} \quad (40)$$

### 1.2.5. Nombre de Lewis

Le nombre de Lewis permet de comparer l'importance de la diffusivité de la chaleur par rapport à la diffusion massique de l'espèce limitante de la réaction. Lorsque le mélange est pauvre en combustible, c'est ce dernier qui est considéré comme étant l'espèce limitante. A l'inverse, lorsque le mélange est riche, c'est l'oxygène qui constitue l'espèce limitante. Cependant, lorsque l'on se rapproche de la stœchiométrie, l'espèce limitante ou déficiante n'a plus de sens. Aussi, afin de pouvoir tenir compte de l'importance de la diffusion à la fois de l'oxygène et du fuel, Addabbo et coll.<sup>8</sup> ont introduit la notion de nombre de Lewis effectif qui permet de transiter progressivement du nombre de Lewis du fuel dans les mélanges très pauvres au nombre de Lewis de l'oxygène pour les mélanges très riches. Il est défini comme suit :

$$Le_{eff.} = 1 + \frac{(Le_E - 1) + (Le_D - 1)A}{1 + A} \quad (41)$$

$$A = 1 + \beta(\Theta - 1) \quad (42)$$

$$\Theta = \Phi; \forall \Phi \geq 1 \quad (43)$$

$$\Theta = \frac{1}{\Phi}; \forall \Phi \leq 1 \quad (44)$$

Avec  $Le_E$  le nombre de Lewis de l'espèce excédentaire,  $Le_D$  le nombre de Lewis de l'espèce déficiante et  $\Phi$  la richesse du mélange.

### 1.2.6. Vitesse fondamentale de flamme

Plusieurs méthodes expérimentales existent pour mesurer la vitesse fondamentale de flamme. On peut classer ces méthodes en deux familles :

- Les flammes stationnaires où la flamme est immobile dans le référentiel du laboratoire. Les méthodes expérimentales classiquement utilisées sont les brûleurs à flamme conique (type bec Bunsen), à flamme plate, à jets opposés. Si l'on se place dans un cas idéal, la vitesse de flamme sera égale à la vitesse des gaz frais entrant dans le brûleur.
- Les flammes instationnaires : la flamme se déplace par rapport à l'observateur ; on utilisera typiquement des enceintes fermées de forme cylindrique ou sphérique. Dans ce cas, l'évolution spatiale du front de flamme est égale à la somme de la vitesse fondamentale de flamme couplée à l'entraînement généré par l'expansion des gaz brûlés. C'est la méthode utilisée pour mesurer la vitesse de flamme au cours de ce travail de thèse.

Puisque la vitesse de flamme est définie comme étant la vitesse des gaz frais dans une direction normale au front de flamme, on peut ainsi relier  $S_L$  au débit de gaz frais :

$$S_L = -\frac{1}{\rho_f A} \dot{m} \quad (45)$$

Avec  $\rho_f$  la masse volumique des gaz frais,  $A$  la surface du front de flamme et  $\dot{m}$  le débit des gaz frais au travers de la flamme. Dans le cas d'une flamme sphérique se propageant dans une enceinte, en introduisant la conservation de la masse ainsi que du volume, la vitesse de flamme peut s'écrire :

$$\frac{d}{dt} [\rho_f (r^3 - r_b^3)] = -3r_b^2 \rho_f S_L \quad (46)$$

Avec  $r$  le rayon de la sphère et  $\rho_f$  la densité des gaz frais. Comme on néglige les pertes radiatives, on considère la flamme comme étant adiabatique soit  $PV^\gamma = Cst$ . Ceci permet d'établir l'expression de la vitesse suivante :

$$S_L = \frac{\rho_b}{\rho_f} \left( V_s + \frac{r_b}{3P_b} \frac{dP_b}{dt} \right) \quad (47)$$

Avec  $V_s = u_n + u_g$  la vitesse spatiale de flamme, la somme de la vitesse fondamentale et de la vitesse des gaz frais induite par l'expansion thermique. Dans le cas de propagation de flamme dans une enceinte fermée, si on limite le temps d'observation à des rayons faibles devant les dimensions caractéristiques de l'installation, ( $r_{\text{maximal de la flamme}} < 0,02 r_{\text{sphère}}$ ) la pression dans l'enceinte ne varie pas et reste égale à la pression initiale. Le second terme peut donc être négligé et l'expression devient :

$$S_L = \frac{\rho_b}{\rho_f} V_s \quad (48)$$

Or, la flamme étant sphérique, elle est soumise à un étirement dû au rayon de courbure de la flamme, cet étirement est défini comme étant le taux de déformation de la flamme par unité de temps. La notion d'étirement fut généralisée par Karlovitz comme étant le taux d'accroissement de la surface de la flamme par unité de surface de flamme :

$$\kappa = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} \quad (49)$$

Pour une géométrie sphérique de rayon  $r$ , l'étirement devient :

$$\kappa = \frac{2}{r} \frac{dr}{dt} \quad (50)$$

Pour des valeurs de l'étirement faibles devant l'extinction, Markstein et Karlovitz ont déduit une relation linéaire entre la vitesse fondamentale observée et la vitesse fondamentale à étirement nul.

$$S_L^0 - S_L = L' \cdot \kappa \quad (51)$$

Avec  $L'$  une grandeur caractéristique de l'ordre de grandeur du front de flamme, appelée longueur de Markstein.  $S_L^0$  représente la vitesse de flamme à étirement nul.

Plus tard, sur la base des analyses de Clavin<sup>9</sup>, Ronney et Sivashinsky<sup>10</sup> ont montré que pour des étirements faibles, la vitesse laminaire de flamme varie non-linéairement avec l'étirement et obéit à la relation suivante :

$$\left( \frac{S_L}{S_L^0} \right)^2 \ln \left( \frac{S_L}{S_L^0} \right) = -2 \frac{L' \cdot \kappa}{S_L^0} \quad (52)$$

Ainsi, lors de la détermination de la vitesse fondamentale de flamme il est important de noter si cette dernière a été déduite en considérant une variation linéaire (51) ou non-linéaire (52).

### 1.2.7. Flammes d'hydrogène/air

La vitesse fondamentale de flamme est une caractéristique intrinsèque d'un mélange à une température et une pression données. Les effets de la richesse du mélange, de la température et de la pression seront traités successivement dans cette partie.

#### i. Effet de la richesse

Sur la figure ci-dessous est regroupé un ensemble non-exhaustif, issu de la littérature, des vitesses de flammes en fonction de la richesse pour un mélange hydrogène/air. Les installations sont multiples, brûleur à flamme plate, brûleur bunsen, flamme en expansion. Les essais ont tous été effectués à pression et température atmosphérique.

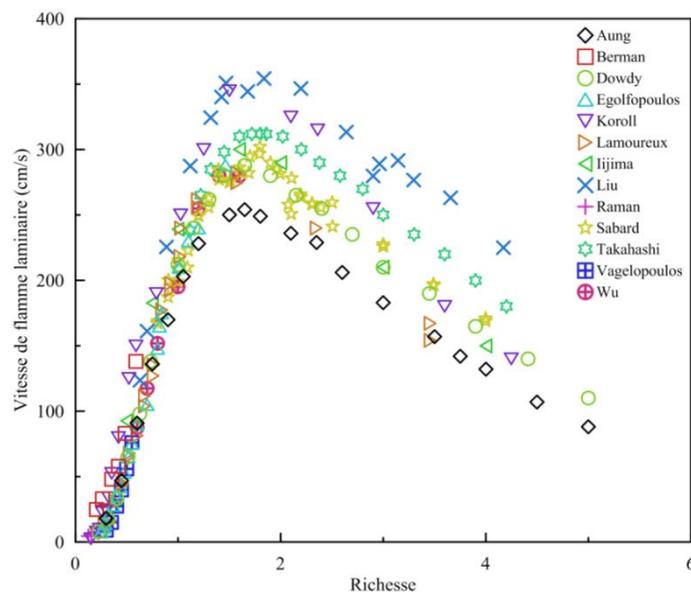


Figure 6 : Comparaison des vitesses de flamme laminaire en fonction de la richesse du mélange. Pression de 100 kPa. Température de 298 K<sup>[3,4,16,18,23,26,32,35,37,39,43,45]</sup>.

La forme en cloche est caractéristique des vitesses de flamme. La vitesse de flamme augmente avec la richesse jusqu'à atteindre son maximum, compris entre 250 cm/s et 350 cm/s selon les auteurs, à une richesse de 1,8. Puis la vitesse de flamme diminue avec la richesse pour des valeurs supérieures à 1,8. Pour des richesses inférieures à 1, les valeurs de la littérature sont en bon accord, l'écart est inférieur à 50 cm/s à une richesse donnée. Lorsque la

richesse dépasse 1, on observe des divergences selon les auteurs, les écarts peuvent atteindre 100 cm/s pour les mélanges riches.

## ii. Effet de la température

En 2009, Hu et coll.<sup>11</sup> ont étudié les mélanges hydrogène-air initialement à 100 kPa sur une large gamme de richesse allant de 0,4 à 5 pour différentes températures ( $T_{ini} = 303$  K à 443 K) et pressions initiales ( $P_{ini} = 100$  kPa à 500 kPa). Ces expériences ont été réalisées dans une chambre de combustion cylindrique de diamètre 180 mm pour un volume correspondant de 5,5 L. La visualisation de la propagation de la flamme se fait à l'aide d'un système d'ombroscopie et d'une caméra rapide. Les données obtenues par Hu et coll. sont présentées sur la Figure 7. La vitesse laminaire de flamme maximale est obtenue pour une richesse égale à 1,8. De plus, une augmentation de la température initiale de 140 K induit une augmentation de 2 m/s de la vitesse de flamme du mélange pour une richesse de 1,8.

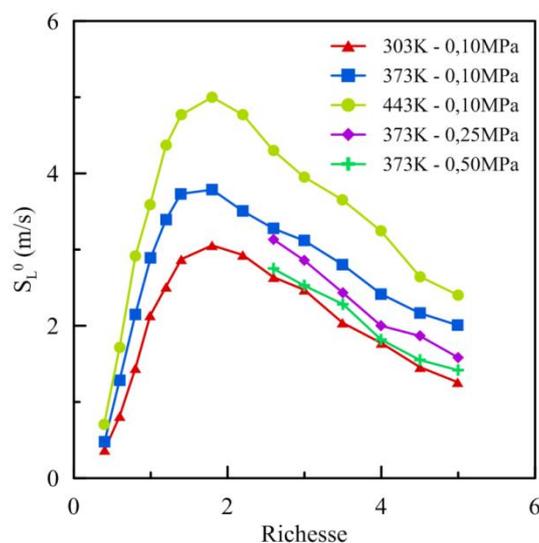


Figure 7 : Vitesse de flamme laminaire en fonction de la richesse à différentes pressions et températures initiales<sup>11</sup>.

Liu et Mac Farlane<sup>12</sup> ont aussi étudié l'effet de la température sur la vitesse de flamme en utilisant un brûleur. Sur la Figure 8, sont reportées les valeurs de vitesse de flamme laminaire en fonction de la température initiale obtenue lors de ces travaux. Bien que les vitesses observées par Liu et Mac Farlane soient plus élevées que le reste des résultats de la littérature, ils observent que la vitesse de flamme laminaire pour des mélanges hydrogène-air augmente avec la température initiale de façon exponentielle.

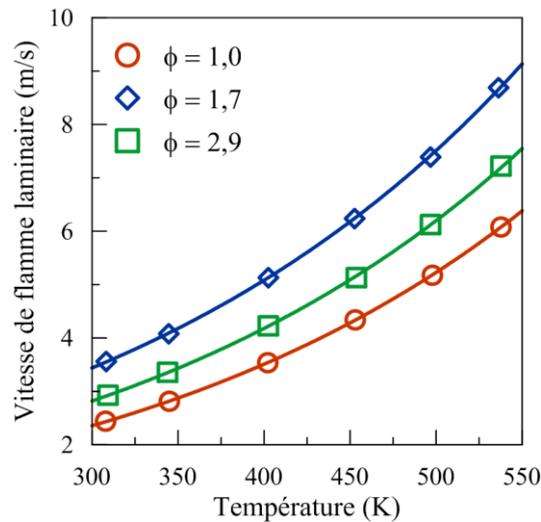


Figure 8 : Vitesses de flamme laminaire en fonction de la température initiale du mélange pour des richesses de 0,18, 0,30 et 0,51. Hydrogène-air. Pression de 100 kPa. Température de 298 K<sup>12</sup>.

### iii. Effet de la pression

Aung et coll.<sup>13</sup>, lors d'une étude sur l'impact de la dilution sur les vitesses de flamme H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub>/N<sub>2</sub>, ont mesuré l'impact de la pression initiale sur les vitesses de flamme H<sub>2</sub>/air. Les vitesses de flammes sont obtenues par propagation sphérique dans une enceinte de 24L. La richesse du mélange varie de 0,45 à 4 et la pression initiale de 35 à 404 kPa. Les résultats obtenus par Aung et coll. sont regroupés dans la Figure 9.

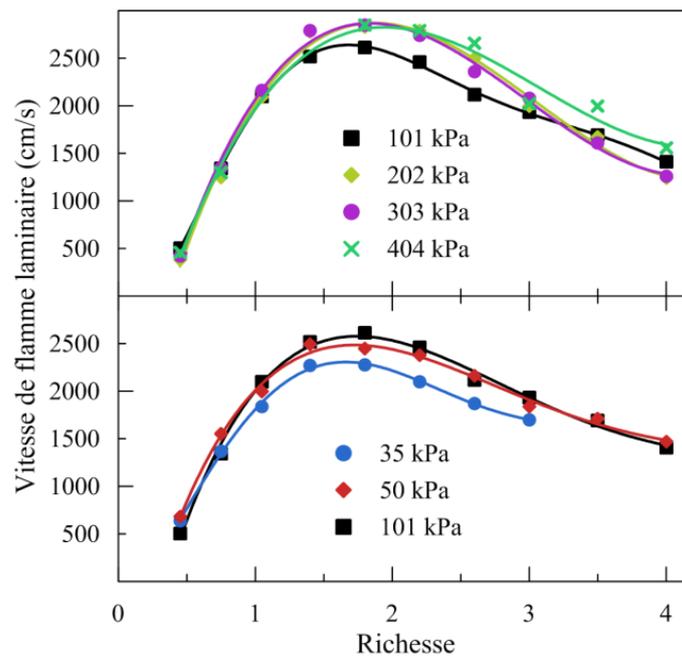


Figure 9 : Vitesses de flamme laminaire en fonction de la richesse à différentes pressions initiales. Partie supérieure : pressions supérieures à l'atmosphère. Partie inférieure : pressions inférieures à l'atmosphère. Température de 298 K<sup>13</sup>.

Pour les mélanges pauvres, que l'on soit inférieur ou supérieur à la pression atmosphérique, l'impact sur la vitesse de flamme semble limité. Par contre lorsque la richesse du mélange augmente au-delà de l'unité, l'impact de la pression est notable. Pour les pressions initiales inférieures à la pression atmosphérique, la vitesse de flamme mesurée est d'autant plus faible que la pression initiale est faible. Dans le cas de pression initiale supérieure à une atmosphère, l'augmentation de la pression induit une augmentation de la vitesse de flamme observée. Quel que soit la pression initiale, la richesse au maximum de la vitesse est constant à environ 1,8.

Si l'on compare l'effet de la pression initiale à l'effet de la température initial, l'impact de la pression sur la vitesse de flamme est beaucoup plus faible que celui de la température. Lorsque la température augmente de 200 K à pression atmosphérique, la vitesse est doublée. Si la pression initiale passe de 101 kPa à 404 kPa, la vitesse augmente au maximum de 0,4 m/s. Les variations de la vitesse de flamme induites par la température sont extrêmement élevées et une attention particulière doit être apportée à la température initiale lors de la mesure des vitesses.

L'effet de la pression initiale sur la vitesse de flamme a aussi été étudiées par Hu et coll.<sup>11</sup> (Figure 7). A 373 K, l'augmentation de la pression initiale de 100 à 500 kPa a pour effet de diminuer la vitesse fondamentale de flamme pour les mélanges riches. Ces résultats sont en contradiction avec ceux obtenus pour Aung et coll.<sup>13</sup>

### **1.3. Paramètres d'inflammation**

Pour initier une combustion dans un mélange il faut réunir deux paramètres, une proportion de chaque espèce constituant le mélange permettant une combustion auto-entretenu et une énergie initiale permettant d'initier les réactions chimiques élémentaires nécessaires à la réaction. La limite d'inflammabilité pour un mélange donné sépare les mélanges inflammables des mélanges inertes. Les paramètres influençant cette limite sont la température, la pression, la nature du ou des diluants dans le mélange et l'énergie déposée. Si l'énergie est suffisamment élevée il est alors possible de directement initier une détonation.

### 1.3.1. Limites d'inflammabilité et de détonabilité

Sur la base d'études expérimentales, Shapiro et Mofette<sup>14</sup> ont établi un diagramme donnant la plage d'inflammabilité et de détonabilité d'un mélange H<sub>2</sub>/air/vapeur d'eau à pression atmosphérique (Figure 10). Pour des concentrations en hydrogène, en air et en vapeur d'eau données, on peut facilement déterminer si le mélange est : (i) détonant, (ii) inflammable ou (iii) non-inflammable. Le domaine d'inflammabilité dépend non seulement de la concentration en combustible et en comburant mais aussi des autres espèces présentes dans le mélange qu'elles participent ou non à la réaction de combustion. De plus, la température, la pression, la direction de propagation de la flamme ou encore le mode d'allumage influencent le domaine d'inflammabilité. On peut définir deux valeurs caractéristiques, la limite inférieure d'inflammabilité (LII) et la limite supérieure d'inflammabilité (LSI) comme étant les fractions molaires minimale et maximale en combustible dans le mélange pour que l'on ait une inflammation dans une atmosphère donnée.

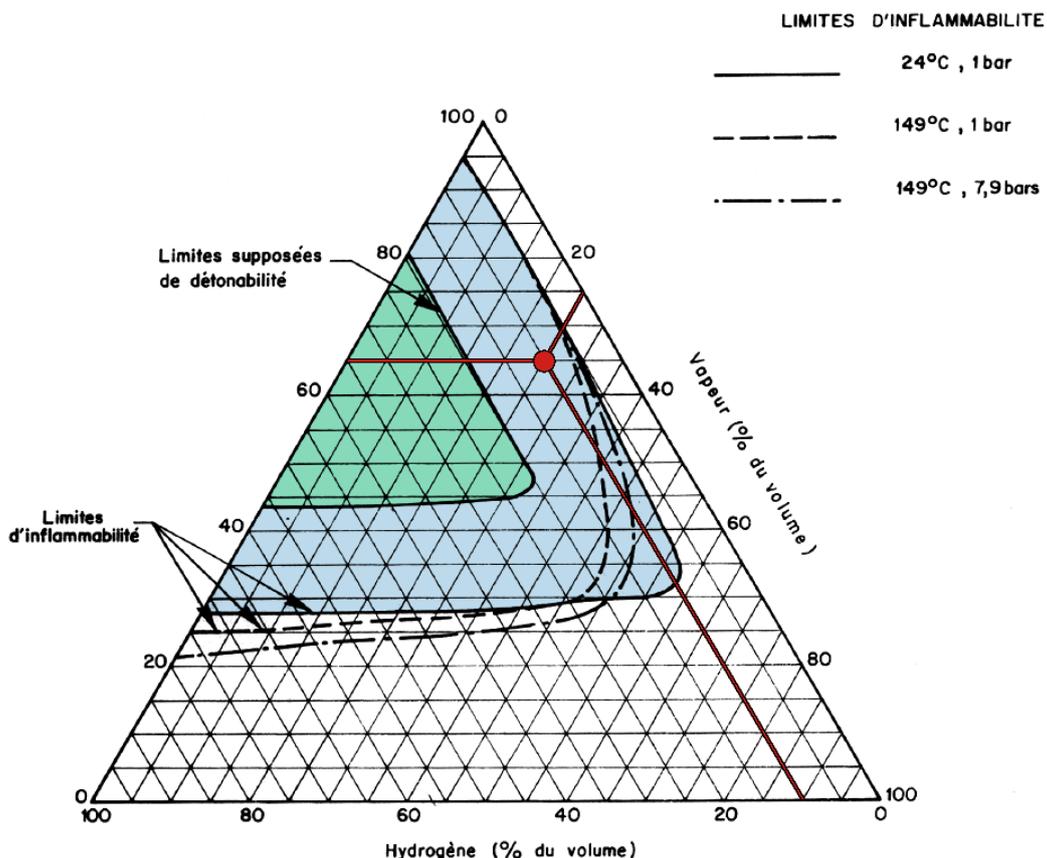


Figure 10 : Diagramme de Shapiro pour des mélanges hydrogène air vapeur à deux températures et pressions<sup>14</sup>.

Le principal facteur de l'existence des limites d'inflammabilité est la compétition entre deux processus antagonistes : la création et la perte de chaleur. Dans le cas où la perte de chaleur, contrôlée par les transferts thermiques est supérieure à la production de chaleur, contrôlée par la vitesse et la chaleur de réaction, alors la flamme ne peut se propager<sup>4</sup>.

Les limites d'inflammabilité sont caractéristiques du mélange combustible et des conditions de température et de pression. Mais, elles dépendent aussi, dans une certaine mesure, de l'environnement. Ainsi, elles dépendent de la direction de propagation principale : on note une limite d'inflammation différente pour la propagation horizontale, verticale ascendante et verticale descendante. La différence entre les limites d'inflammabilité selon le sens de propagation est très marquée pour l'hydrogène. La limite inférieure d'inflammabilité (LII) est égale à 4%, 6% et 9% d'hydrogène en volume dans l'air sec respectivement dans le cas d'une propagation ascendante, horizontale et descendante de la flamme. La nature de la paroi peut aussi avoir un impact sur la limite d'inflammabilité.

Les effets dus à la variation de la température initiale ou de la pression initiale d'un mélange donné sont différents l'un de l'autre.

#### *i. Impact de la température initiale*

Pour la température initiale, une augmentation de cette dernière conduit à un accroissement du domaine d'inflammabilité en abaissant la limite inférieure et en augmentant la limite supérieure. Dans le cas de mélanges hydrogène/air<sup>15</sup>, en propagation descendante, une augmentation de la température initiale de de 290 K à 673 K provoque une diminution linéaire de la LII de 9,4 à 6,3 % mol. Pour ce même intervalle de température la LSI augmente de 71,5 à 81,5 % mol (Figure 11).

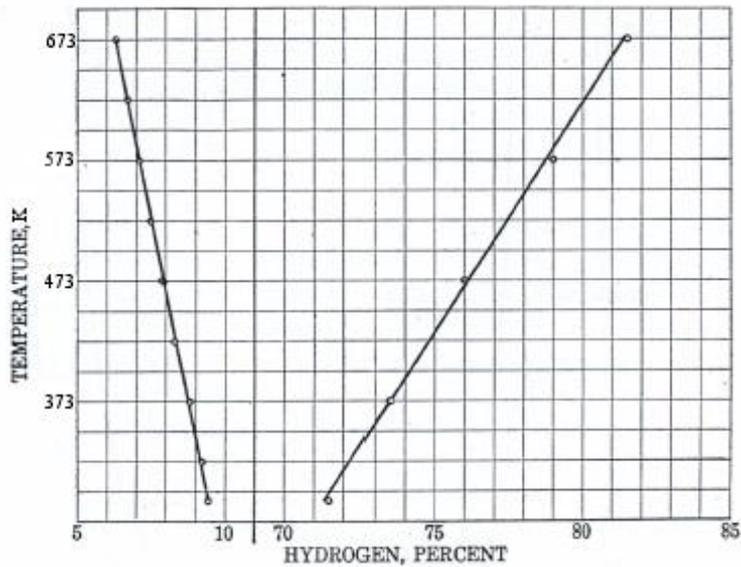


Figure 11 : Influence de la température initiale sur les limites d'inflammabilité de l'hydrogène dans l'air (propagation d'une flamme descendante) à pression atmosphérique d'après Coward et Jones<sup>15</sup>.

Cet effet est confirmé pour des mélanges se trouvant à haute pression. En effet, l'étude de Cheikhravat et coll.<sup>16</sup>, pour des mélanges à 100 et 250 kPa, conduit aux mêmes conclusions, à savoir qu'une augmentation de la température initiale conduit à un accroissement du domaine d'inflammabilité (à une exception près quand la température initiale augmente de 298 à 358 K, pour une pression initiale de 100 kPa, la LSI diminue de 74 à 72 % mol).

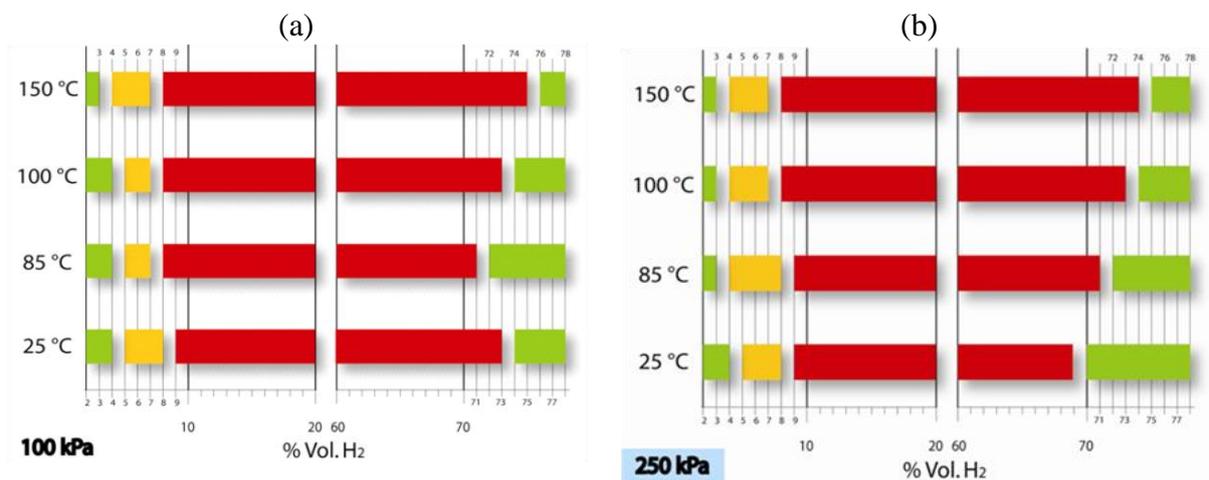


Figure 12 : Limites d'inflammabilité des mélanges hydrogène / air en fonction de la température initiale. (a) A une pression initiale de 100 kPa ; (b) A une pression initiale de 250 kPa Légende : Rouge : Domaine d'inflammabilité totale ; Orange : Domaine de propagation ascendante ; Vert : Extérieur au domaine d'inflammabilité d'après Cheikhravat et coll.<sup>16</sup>.

## *ii. Impact de la pression initiale*

L'impact de la pression initiale sur les limites d'inflammabilité est plus complexe. Son influence est très variable et dépend de la nature du mélange combustible/oxydant. Ainsi, selon le mélange, et pour des pressions supérieures à la pression atmosphérique, en cas d'augmentation de la pression, la LSI augmente ou diminue selon les gaz alors que la LII est peu affectée<sup>17</sup>. Glassman<sup>4</sup> confirme ce comportement en précisant que pour les hydrocarbures simples (éthane, propane,..., pentane), une augmentation de la pression conduit à une augmentation linéaire de la LSI, la LII étant peu ou pas affectée.

Pour l'hydrogène à des pressions supérieures à la pression atmosphérique, Cheikhraovat<sup>16</sup> montre qu'une augmentation de la pression de 100 à 250 kPa conduit à une diminution du domaine d'inflammabilité. En effet, à une température initiale de 298 K, quand la pression augmente de 100 à 250 kPa, la LII ne se trouve pas modifiée à l'inverse de la LSI qui, elle, diminue de 74 à 70 %mol. Ce constat est observé indépendamment de la température initiale. Coward et Jones<sup>15</sup> prédisent également ce comportement.

Pour des pressions inférieures à la pression atmosphérique, tous les travaux concordent pour estimer qu'une diminution de la pression initiale conduit à une diminution du domaine d'inflammabilité et qu'il existe une pression en-deçà de laquelle aucune inflammation n'est possible. Pour l'hydrogène, seuls Jones<sup>[20]</sup> et Kuznetsov et coll.<sup>[26,27]</sup> ont étudiés ce paramètre. En effet, Jones a déterminé la pression limite en dessous de laquelle aucune inflammation n'est possible. Il a ainsi montré que cette pression limite était de 20 kPa et ce quel que soit le système d'allumage utilisé (bougie ou fil chaud). Il a également montré que la diminution de la pression induisait un rétrécissement du domaine d'inflammabilité.

Kuznetsov et coll.<sup>20</sup>, à une température de 293 K, ont également testé différents systèmes d'inflammation (Figure 13). La figure montre qu'avec un système d'inflammation par étincelle électrique, ces auteurs ont réussi à enflammer des mélanges jusqu'à 10 kPa et même jusqu'à 5 kPa pour le système d'inflammation du fil chaud. Concernant la LII, Kuznetsov montre qu'elle ne change pas avec la diminution de la pression (pour toute pression initiale supérieure à 5 kPa) à l'inverse de la LSI qui elle est très sensible à la pression initiale. En effet, la LSI augmente de 75 % vol, à 1 bar, à 80 % vol dans le domaine 20-50 kPa pour diminuer fortement jusqu'à 50 %vol pour une pression initiale de 5 kPa.

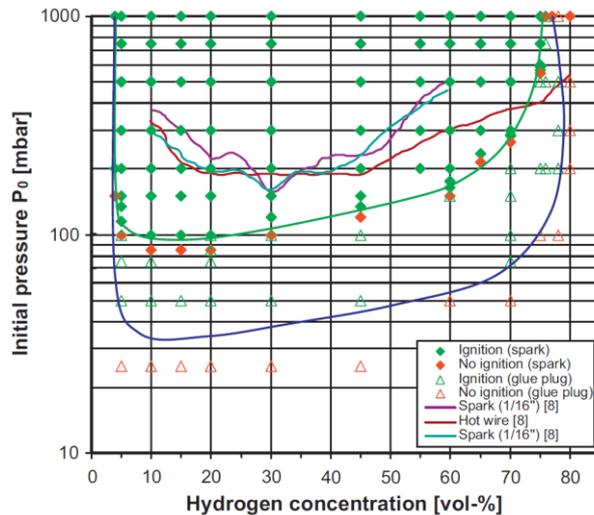


Figure 13 : Influence de la pression initiale sur les limites d'inflammabilité des mélanges hydrogène/air à pression sub-atmosphérique et à  $T = 293 \text{ K}$  d'après Kuznetsov et coll.<sup>[26,27]</sup>.

### iii. Impact des diluants

La présence d'un diluant en plus du mélange combustible/comburant joue énormément sur les limites d'inflammabilité. En effet, même l'azote de l'air joue ce rôle. Ceci est prouvé en mesurant les limites d'inflammabilité, par exemple de l'hydrogène, non pas dans l'air mais dans l'oxygène pur. Dans ce cas, la limite supérieure d'inflammabilité augmente de 75 à 94 %mol. Pour les cas intermédiaires d'air avec de plus en plus d'oxygène, la LSI varie linéairement entre 75 et 94 %mol. La limite inférieure d'inflammabilité, elle, reste inchangée à 4 %mol. Cela est dû à l'oxygène qui en fort excès joue déjà le rôle de diluant. De plus, la capacité calorifique de l'azote est très proche de celle de l'oxygène, ce qui ne modifie pas la température locale atteinte lors de l'inflammation. Dans le cas de la limite supérieure, un abaissement est observé puisque la température atteinte lors de la combustion d'un mélange dilué dans l'azote est plus faible<sup>15</sup>.

D'autres diluants ont été étudiés par Kumar<sup>21</sup> dans un tube de 1,8 m de long et de 5 cm de diamètre. Il a étudié l'impact de l'ajout de  $\text{CO}_2$  et de vapeur d'eau sur les limites d'inflammabilité de propagation ascendante et descendante des mélanges  $\text{H}_2/\text{O}_2$  et  $\text{H}_2/\text{air}$  à trois températures initiales (295 K, 373 K et 473 K) et pour une pression initiale variant de 20 kPa à 51 kPa.

La présence de ces diluants dans le mélange,  $\text{H}_2/\text{O}_2$  ou  $\text{H}_2/\text{Air}$ , provoque une diminution du domaine d'inflammabilité. En effet, la présence de vapeur d'eau ou de  $\text{CO}_2$  fait décroître le domaine d'inflammabilité du mélange  $\text{H}_2$  jusqu'à une concentration en  $\text{CO}_2$  (ou en vapeur d'eau) de 86 %vol dans le mélange pour laquelle aucune inflammation n'est

possible. Pour les mélanges H<sub>2</sub>/Air, l'inflammation n'est plus possible à partir d'un pourcentage en vapeur d'eau de 63 %vol. Au-delà de ce pourcentage en vapeur d'eau, aucune inflammation n'a été obtenue quel que soit les conditions initiales comme on peut le voir sur la Figure 14.

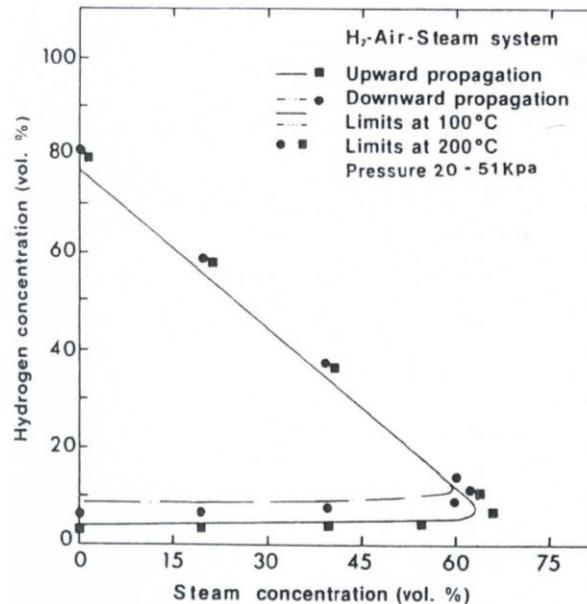


Figure 14: Limites d'inflammabilité des mélanges hydrogène/air/vapeur d'eau d'après Kumar<sup>21</sup>.

Cheikhavat<sup>22</sup> a également étudié les mélanges H<sub>2</sub>/Air/vapeur d'eau dans une enceinte sphérique de 56 L à une température initiale de 373 K et à une pression de 100 kPa. Lui aussi conclut à une diminution du domaine d'inflammabilité de l'hydrogène en présence de vapeur d'eau. En augmentant, la fraction de H<sub>2</sub>O<sub>vap</sub> de 0 à 40 puis à 50 %vol, la LII s'accroît de 4 à 6 puis à 7 %vol alors que la LSI diminue fortement de 74 à 52 et à 20 %vol. Au-delà d'une teneur en eau supérieure à 54 %vol, aucune inflammation du mélange n'a été possible (Figure 15).

Une différence peut être observée entre les valeurs de Cheikhavat (54 %vol de H<sub>2</sub>O<sub>vap</sub> à 100 kPa et 373 K) et de Kumar<sup>21</sup>. Cette différence peut s'expliquer par la différence de pression initiale, par l'utilisation de deux systèmes expérimentaux très différents et par la présence ou non de turbulence dans le milieu. Kumar explique sa teneur en vapeur d'eau maximale de 59 %mol grâce à l'absence de turbulence dans son milieu initial. La turbulence qui, selon lui, perturberait physiquement la flamme et causerait des pertes d'énergies qui influencerait les limites d'inflammabilité.

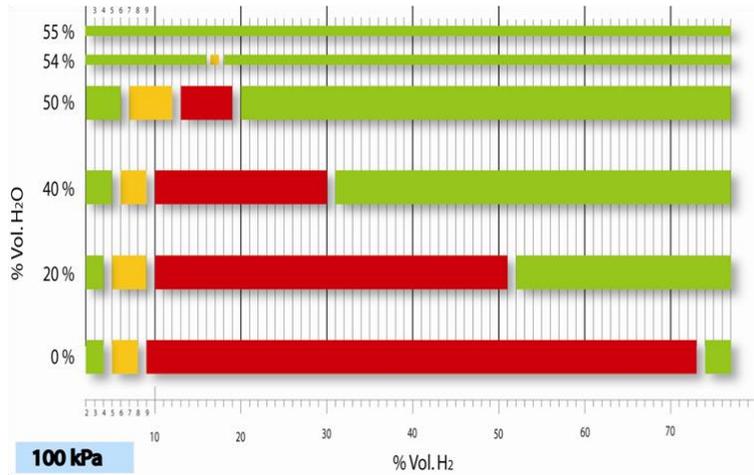


Figure 15: Limites d'inflammabilité des mélanges  $H_2$ /air/ $H_2O_{vap}$  initialement à 100 kPa et 373 K pour différents pourcentages de vapeur d'eau dans le mélange Légende : Rouge : Domaine d'inflammabilité totale ; Orange : Domaine de propagation ascendante ; Vert : Extérieur au domaine d'inflammabilité d'après Cheikhravat<sup>22</sup>.

#### iv. Impact de la turbulence

Abdel-Gayed et coll.<sup>23</sup> ont observés l'impact de la turbulence sur les limites d'inflammabilité pour des mélanges hydrogène/air et méthane/air. Tous les résultats sont basés sur une probabilité d'inflammation de 80% et un minimum de 20 étincelles. L'énergie d'allumage est de 10 J. La fraction de combustible nécessaire pour obtenir une inflammation augmente avec la vitesse de rotation des ventilateurs.

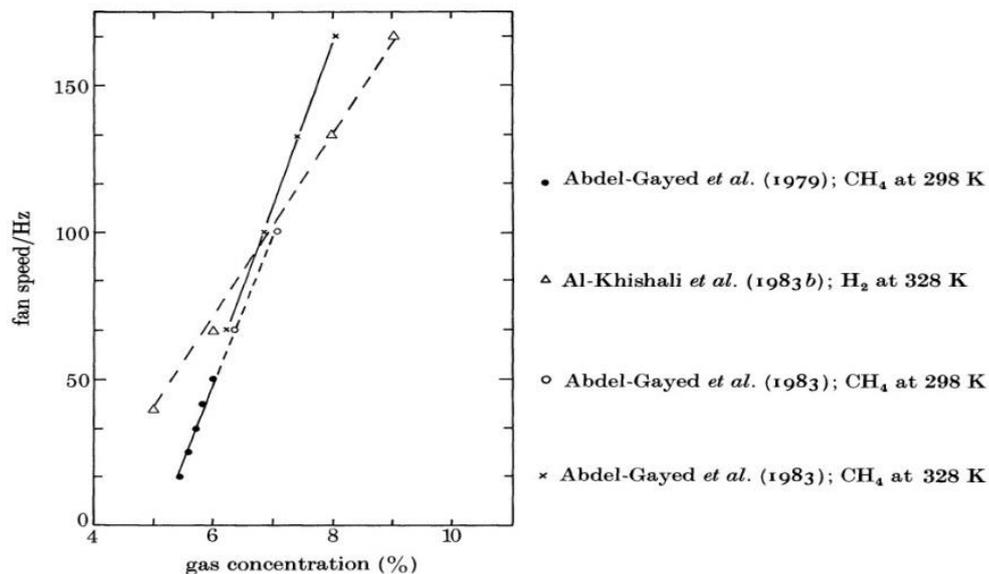


FIGURE 12. Lean flammability limits as a function of fan speed.

Figure 16: Limites d'inflammabilité en fonction de la vitesse des ventilateurs d'après Abdel-Gayed et coll.<sup>23</sup>

### 1.3.2. Energie d'inflammation

L'énergie d'inflammation d'un mélange gazeux a une influence directe sur le type de propagation observé. Si l'énergie fournie est très importante, il est possible de directement initier une détonation dans le milieu. Pour une petite densité d'énergie, une déflagration sera initiée. En revanche, si l'énergie fournie est trop faible, aucune inflammation n'aura lieu. Le dépôt d'énergie peut s'effectuer de différentes manières : étincelle électrique, surface chaude, diffraction d'onde de détonation, jet de gaz chaud, convergence laser...

La figure ci-dessous donne les énergies minimales d'inflammation pour des mélanges hydrogène/air à différentes pressions. On constate que pour un mélange à 101 kPa à la stœchiométrie ( $\%_{\text{mol}} \text{H}_2 = 29,7\%$ ) l'énergie minimale à fournir est de 0,02 mJ d'après Belles et Drell<sup>24</sup>.

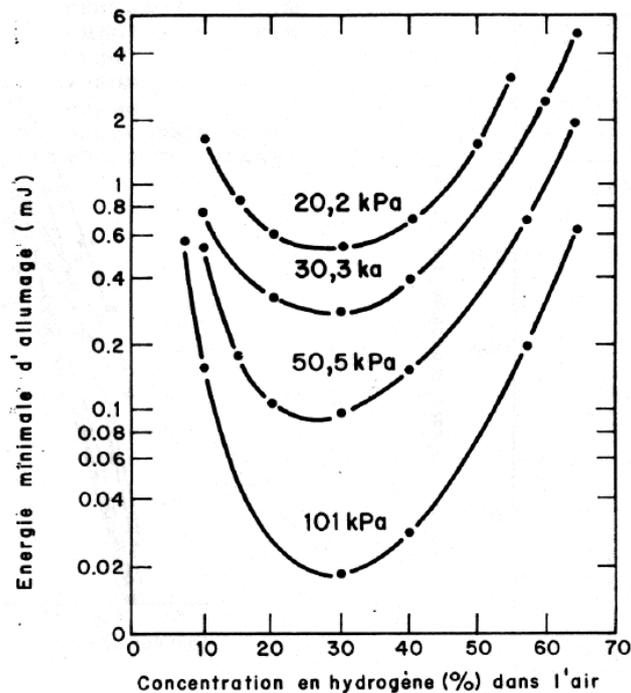


Figure 17 : Energie minimale d'inflammation pour des mélanges hydrogène/air

En réalité, lorsque l'inflammation est produite par étincelle électrique, la distance entre les deux électrodes est importante dans la détermination de l'énergie minimale d'inflammation. Il existe une distance minimale critique notée  $d_q$  de séparation entre les extrémités des deux électrodes : si l'écartement entre les deux électrodes est plus petit que  $d_q$ , alors il faudra fournir une énergie beaucoup plus grande que l'énergie minimale d'inflammation pour initier la combustion. En effet, dans ce cas, les pertes de chaleur aux électrodes sont très importantes et rendent nécessaire le dépôt d'une grande quantité d'énergie

pour que la propagation de flamme s'étende à tout le milieu. Par contre, pour de grands écartements, la densité d'énergie devient trop faible pour contrer les pertes de chaleur au milieu environnant. Ono et coll.<sup>25</sup> ont mesuré l'énergie minimale d'inflammation de mélanges hydrogène/air pour différentes distance inter-électrodes comme on peut le voir sur la Figure 18.

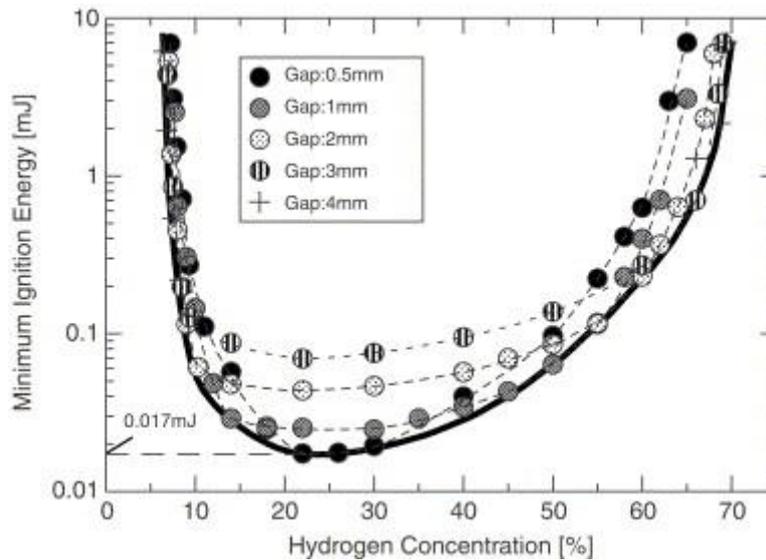


Figure 18 : Evolution de l'énergie minimale d'inflammation en fonction du pourcentage molaire d'hydrogène dans l'air pour différentes distances inter-électrodes.  $P_{ini} = 1 \text{ atm}$  et  $T_{ini} = T_{amb}^{25}$ .

L'énergie minimum et la distance de coincement (distance minimum pour qu'une flamme puisse se propager) dépendent fortement des propriétés physico-chimiques du mélange (composition, pression, température, ...) et, dans une moindre mesure, des caractéristiques géométriques des électrodes. Ono et coll. ont ainsi mesuré la variation de l'énergie minimale d'inflammation en fonction de la distance entre les électrodes pour différents mélanges hydrogène/air initialement à 1 atm et à température ambiante, comme on peut le voir sur la Figure 19. Ils montrent ainsi l'existence de la distance optimale qui varie pour chaque teneur en hydrogène dans le mélange.

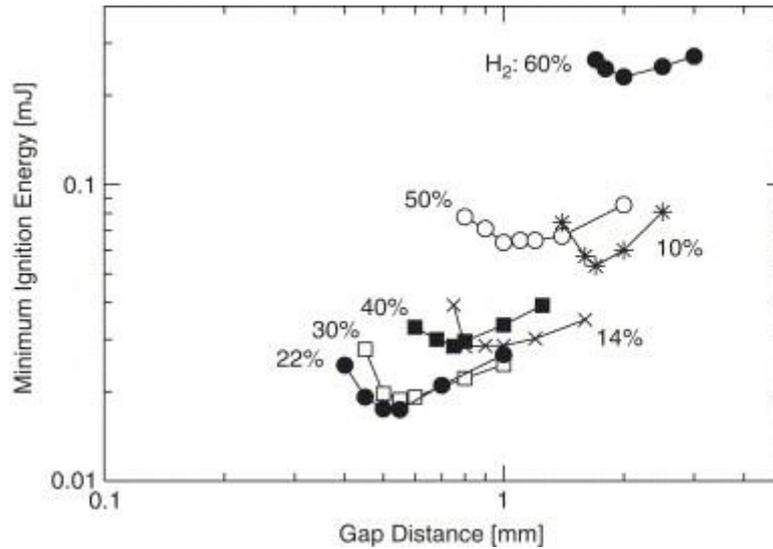


Figure 19 : Evolution de l'énergie minimum d'inflammation en fonction de la distance entre les électrodes pour différents mélanges  $H_2$ /air.  $P_{ini} = 1 \text{ atm}$  et  $T_{ini} = T_{amb}$ <sup>25</sup>.

Dans le cas des inflammations par surface chaude, Buckel et Chandra<sup>26</sup> ont mesuré les températures d'inflammation par surface chaude de mélanges  $H_2/O_2$  initialement à pression atmosphérique. Ils ont montré que dans le cas où la surface était un filament constitué d'un alliage de Nickel et de Chrome, la température minimale de surface pour obtenir l'inflammation du mélange devait être supérieure à 1 200 K, elle est de 1 500 K pour un mélange constitué de 10 %<sub>mol</sub> d' $H_2$  et de 90%<sub>mol</sub> d' $O_2$ . Proche de la limite d'inflammabilité supérieure, la température d'inflammation par surface chaude doit être de l'ordre de 1 300 K.

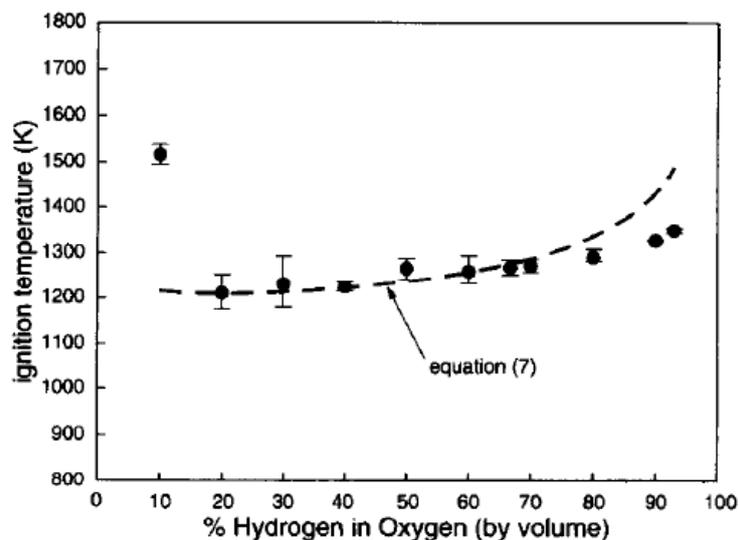


Figure 20 : Température d'inflammation par surface chaude de mélanges  $H_2/O_2$  initialement à pression atmosphérique et à température ambiante d'après Buckel et Chandra<sup>26</sup>.

## 1.4. Instabilités de flamme

En pratique la flamme est rarement parfaitement plate et infiniment mince comme le supposent la théorie de Mallard et Le Châtelier ou celle de Zeldovich, Frank-Kamenetskii et Semenov. Plusieurs instabilités vont se développer et impacter le front de flamme. Ces perturbations peuvent être intrinsèques au front de flamme (Darrieus-Landau et thermo-diffusive) ou être lié à la géométrie de l'environnement (instabilités acoustiques ou lié aux confinement et obstacles).

### 1.4.1. Instabilités de Darrieus-Landau

Une flamme plane est intrinsèquement instable à cause des effets induits par l'expansion des gaz brûlés. Sur la Figure 21, on observe que, si une flamme est légèrement courbée, les lignes de champs dans les gaz brûlés convergent derrière les parties convexes du front et divergent derrière les parties concaves. Cela créé un déplacement additionnel qui accroît le rayon de courbure de la flamme, ce mécanisme fut révélé indépendamment par Darrieus<sup>[14]</sup> et Landau<sup>[28]</sup>. En pratique, le développement des instabilités de Darrieus-Landau ne se fait que de façon exponentielle. Les petites longueurs d'onde sont stabilisées par des effets de diffusion, les longueurs d'onde plus grandes que l'épaisseur de flamme sont stabilisées par les différences d'évolution entre les parties concave et convexe.

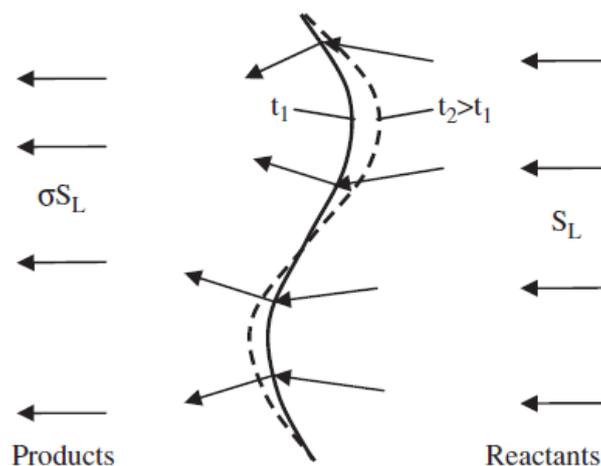


Figure 21 : Instabilité de Darrieus-Landau<sup>29</sup>.

### 1.4.2. Instabilités thermo-diffusives

Pour des flammes légèrement plissées, il faut prendre en compte, en plus des instabilités de Darrieus-landau dues à l'expansion des gaz brûlés, des instabilités liées au déséquilibre entre la diffusivité thermique et massique au travers du front de flamme (Figure 22). Dans le cas où la diffusion d'espèces est plus faible que la diffusion de chaleur ( $Le > 1$ ), la température diminue derrière la partie convexe du front de flamme à cause de la diminution de la diffusion massique de l'espèce minoritaire et de l'augmentation de la perte de chaleur ce qui conduit à une diminution locale de la vitesse de combustion. Dans les parties concaves de la flamme, c'est le phénomène inverse qui est observé : la température locale de combustion augmente et entraîne une augmentation locale de la vitesse de combustion. Ces deux effets, comme on peut le voir sur la Figure 22, ont tendance à lisser la flamme. Dans le cas d'un Lewis inférieur à 1, on observe le phénomène inverse ce qui conduit à la formation d'aspérités de surface sur le front de flamme.

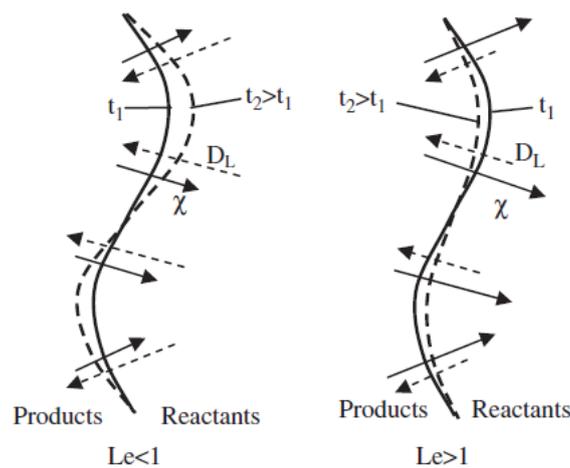


Figure 22 : Instabilités thermo diffusives pour un nombre de Lewis inférieur et supérieur à 1<sup>29</sup>.

Si les instabilités thermo-diffusives sont contraires aux instabilités de Darrieus-Landau ( $Le > 1$ ) la flamme est stabilisée, elle sera alors lisse. Dans le cas contraire ( $Le < 1$ ) on observe le développement de cellules sur la surface de la flamme. Dans le cas d'une flamme en expansion, le moment d'apparition des cellules est lié au nombre de Péclet qui est le rapport du rayon de la flamme sur son épaisseur ( $Pe = r/\delta$ )<sup>30</sup>. Les structures cellulaires apparaissent lorsque le rayon est suffisamment grand où le nombre de Péclet dépasse une valeur critique ( $Pe_{crit} = r_{crit}/\delta$ )<sup>31</sup>. Bauwens et coll.<sup>32</sup> et Kim et coll.<sup>33</sup> ont observé le développement d'une flamme dans un large volume ayant pour but d'observer le

développement complet des instabilités hydrodynamiques. Kim et coll. ont montré que le Péclet critique ( $Pe_{crit}$ ) augmente avec le nombre de Markstein ( $Ma$ ) quel que soit le mélange.

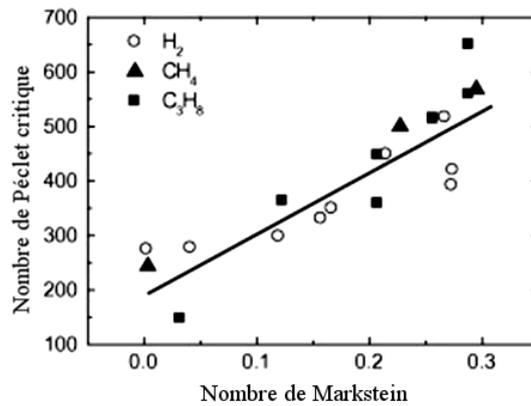


Figure 23 : Nombre de Péclet critique en fonction du nombre de Markstein d'après Kim et coll.<sup>33</sup>

Bauwens et coll.<sup>32</sup> ont observé les mêmes tendances sur les mesures de vitesse de flamme pour des mélanges propane/air. Dans leurs travaux ils soulignent le caractère oscillatoire de l'accélération de la vitesse après l'apparition des cellules.

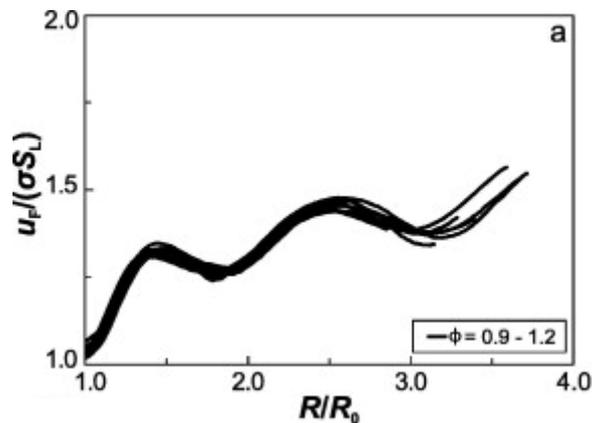


Figure 24 : Evolution du rapport de la vitesse spatiale sur la vitesse de flamme laminaire en fonction du rapport du rayon sur le rayon critique d'apparition des cellules pour un mélange propane/air à température et pression atmosphérique<sup>32</sup>.

Ils interprètent ces oscillations comme étant dû à un cycle de croissance et stabilisation successive des cellules. Les premières cellules vont se former à la surface de la flamme puis croître. Lorsque les cellules ont atteint une taille suffisante de nouvelles cellules plus petites vont se former sur la surface. Ils appliquent la théorie fractale introduite par Gostintsev et coll.<sup>34</sup> à l'augmentation de la surface de flamme soit une loi de puissance tel que le rayon est proportionnel au temps de propagation de la flamme élevé à la puissance :  $r \propto t^n$  avec  $n = 1,2$ .

### **1.4.3. Instabilités liées au confinement et aux obstacles**

La propagation d'une flamme dans une enceinte génère des ondes acoustiques qui, après réflexions sur les murs ou les obstacles, peuvent interagir avec le front de flamme au travers de multiples mécanismes d'instabilité. Dans le cas d'une géométrie complexe ou en présence d'obstacles, de fortes instabilités se développent tel que les instabilités de Kelvin-Helmholtz (instabilités lors d'un cisaillement), Rayleigh-Taylor (instabilité due à une différence de densité) ou Richtmyer-Meshkov (instabilité Rayleigh-Taylor perturbée par une onde de choc). Les flammes rapides peuvent générer des ondes de choc qui vont se réfléchir sur les surfaces et pouvoir interagir avec la flamme. Cela induit de forte perturbation du front de flamme et, dans certains cas, déclencher une transition à la détonation.

Les instabilités de Darrieus-Landau et les instabilités thermo-diffusives ont un faible impact lorsqu'on les compare aux instabilités induites par la géométrie (onde de choc, dynamique des fluides). Ces instabilités prévalent lors du développement initial de la flamme quand la vitesse de flamme est faible. Les instabilités de Kelvin-Helmholtz, Rayleigh-Taylor et Richtmyer-Meshkov impactent fortement le développement de la flamme et sont les principales causes d'accélération de la flamme lors d'une propagation encombrée d'obstacles. Lorsque la flamme se propage dans une enceinte sans obstacle les instabilités acoustiques sont la principale cause de son accélération<sup>29</sup>.

## **1.5. Transition de la déflagration à la détonation**

Dans le cas d'un mélange ayant la capacité de détoner, la propagation d'une flamme dans un tube va toujours transiter vers une détonation si la distance de propagation est suffisamment longue. Les mécanismes d'accélération de la flamme sont multiples (instabilité de la flamme, ondes acoustiques, mécanique des fluides, ondes de choc) et interagissent entre eux. Certains de ces mécanismes sont décrits dans la partie 1.4 de ce manuscrit.

La transition d'une déflagration vers une détonation est usuellement séparée en deux phases<sup>29</sup>. L'obtention de conditions propices pour initier une détonation par différents mécanismes d'accélération de la flamme (vortex, jet, mélange du produit et des réactifs). La seconde phase est la formation d'une onde de détonation.

Le processus d'accélération de la flamme est spécifique aux conditions initiales et aux limites du problème. Différents mécanismes physiques dominent le processus d'accélération

de la flamme pour un tube lisse, un tube encombré d'obstacles ou lors de la propagation de la flamme dans un très large volume. Cependant la formation de la détonation semble être un phénomène universel indépendant du milieu.

A titre d'exemple, la propagation d'une flamme dans un canal de section carrée encombré d'obstacles avec un rapport de blocage de 0,6 pour un mélange  $H_2$ /air est présentée sur la Figure 25. Le rapport de blocage traduit l'obstruction d'un obstacle dans le canal, lorsque le rapport de blocage est de 0 aucun obstacle n'est présent, lorsqu'il prend la valeur de 1 l'obstacle bloque le tube à 100 %. Les clichés successifs, obtenus par ombroscopie, rendent compte de la propagation de la flamme au cours du temps. Le temps écoulé depuis l'inflammation est indiqué en bas à droite de chaque cliché.

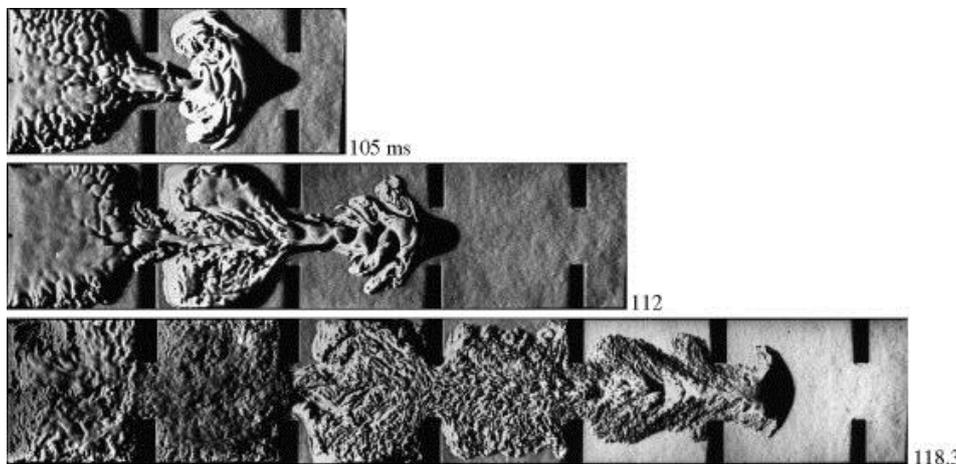


Figure 25 : Séquence de photographies Schlieren d'une flamme se propageant dans un tube de 80 mm avec un rapport de blocage de 0,6 pour un mélange  $H_2$ /air. Le temps écoulé après l'inflammation est indiqué en bas à droite en milliseconde<sup>29</sup>.

Initialement une flamme lisse ou légèrement plissée se développe dans l'enceinte, les plissements sont dus aux effets thermo-diffusifs couplés aux effets Darrieus-Landau (§ 1.4.1 et § 1.4.2). Tandis que les cellules induisent une faible augmentation de la surface de la flamme ce sont les obstacles le long du canal qui vont générer une augmentation rapide de la surface de la flamme. L'expansion thermique des gaz brûlés va induire un mouvement des gaz frais qui en s'enroulant autour des obstacles va accroître la surface de la flamme. La surface étant plus importante accélère la combustion qui augmente les effets de l'expansion thermique sur les gaz frais. Cet enchaînement d'effets résulte en une accélération continue de la vitesse de flamme. En plus des effets des obstacles sur la flamme, s'ajoutent les instabilités Kelvin-Helmholtz et Richtmyer-Meshkov qui promeut d'autant plus l'accélération de la flamme.

Cette accélération exponentielle de la propagation de la flamme peut conduire à différents régimes : (i) l'extinction, (ii) un régime choqué, (iii) une quasi-détonation ou (iv)

une détonation stable. L'extinction est due à un temps caractéristique de la turbulence supérieur au temps chimique. Ces différentes transitions sont directement liées à la géométrie (dimension et rapport de blocage) et à la composition, température et pression du mélange.

## 1.6. Flammes turbulentes

Dans cette section nous allons introduire la notion de turbulence, un classement en différents régimes de la combustion turbulente et de la vitesse de flamme turbulente. On peut caractériser la turbulence, en un point, comme une variation de la vitesse du fluide et de l'orientation des lignes de courant.

### 1.6.1. Echelles de la turbulence

L'étude de cette turbulence revient à essayer de prédire le changement entre l'état laminaire et turbulent et définir les variations au sein du fluide à l'aide de grandeurs caractéristiques. Le nombre de Reynolds est une grandeur adimensionnelle qui permet d'évaluer l'état du fluide. Il est défini comme :

$$Re = \frac{\rho \bar{u} d}{\mu} \quad (53)$$

Avec  $\rho$  la masse volumique du fluide,  $\mu$  la viscosité du fluide,  $d$  une dimension caractéristique où le fluide évolue et  $\bar{u}$  la vitesse moyenne du fluide. Si la valeur du nombre de Reynolds est inférieure à 2 000 le régime d'écoulement est laminaire, si le Reynolds est supérieur à 3 000 l'écoulement est considéré comme turbulent. Les valeurs intermédiaires caractérisent un état de transition entre les deux régimes.

Dans le cas d'un écoulement turbulent, on caractérise la vitesse du fluide en un point comme étant la somme d'une valeur moyenne  $\bar{u}$  et d'une valeur fluctuante généralement définie comme étant la valeur efficace de cette vitesse appelée aussi RMS (pour Root Mean Square) notée  $u'$ , soit :

$$u = \bar{u} + u' \quad (54)$$

L'énergie cinétique de la turbulence est une fonction de la fluctuation de la vitesse qui est définie comme  $k = 3u'^2 / 2$  en turbulence homogène isotrope. L'énergie du fluide influe directement sur la taille des tourbillons et le temps de dissipation des tourbillons présents dans le fluide. Cette dissipation énergétique des tourbillons dans le milieu est décrite par la cascade de Kolmogorov. Chaque tourbillon se subdivise en deux tourbillons de taille et d'énergie inférieure jusqu'à ce que l'énergie du tourbillon soit dissipée dans le milieu sous forme visqueuse (Figure 26). On définit les échelles particulières de taille et de temps pour les tourbillons présents dans le fluide en fonction du taux de dissipation de l'énergie  $\varepsilon$  et de la viscosité cinématique  $\nu = \mu/\rho$ . Avec l'indice  $T$  pour la plus grande échelle et l'indice  $K$  pour la plus petite avant dissipation énergétique:

$$L_T = \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \qquad \tau_T = \frac{k}{\varepsilon} \qquad (55)$$

$$L_K = \left( \frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \qquad \tau_K = (\nu / \varepsilon)^{1/2} \qquad (56)$$

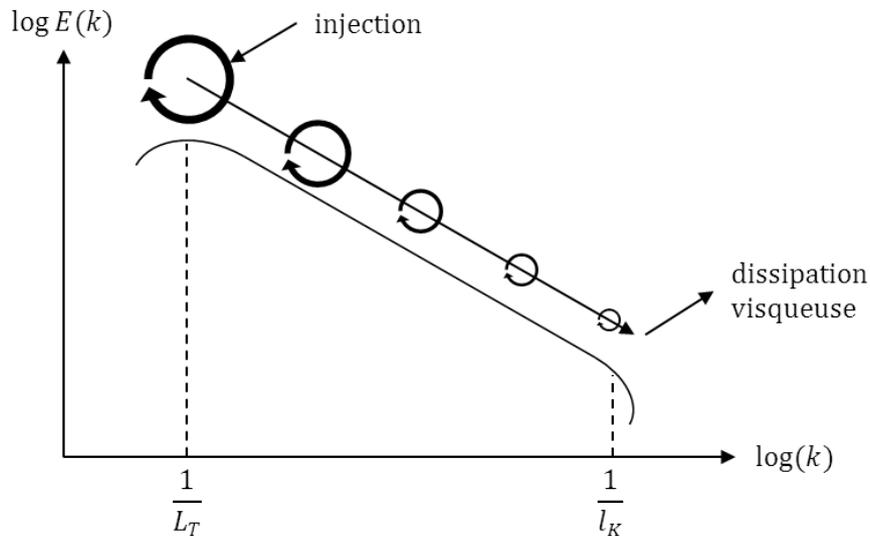


Figure 26 : Spectre d'énergie d'un écoulement turbulent avec les échelles de Kolmogorov

### 1.6.2. Régimes caractéristiques de la combustion turbulente

En fonction de la taille et de la fluctuation de vitesse, le front de flamme est impacté de différentes manières. Pour de petites intensités de turbulence, la flamme va se plisser ce qui augmente sa surface sans modifier sa structure. Par contre pour des intensités de turbulence plus élevées, la structure même de la flamme peut être modifiée.

Borghi<sup>35</sup>, sur la base d'études expérimentales, a proposé un diagramme qui permet de classer les différents types de flammes turbulentes sur la base de grandeurs caractéristiques de la turbulence et de la combustion. La description de ce diagramme nécessite de définir plusieurs nombres adimensionnels :

- le nombre de Damköhler qui est le rapport entre l'échelle de temps intégrale de la turbulence (représentatives des grandes échelles) et le temps de combustion défini comme le rapport de l'épaisseur de flamme laminaire et de la vitesse de flamme laminaire,

$$Da = \frac{t_T}{\tau_c} = \left( \frac{u'}{S_L} \right)^{-1} \left( \frac{L_T}{\delta} \right) \quad (57)$$

- le nombre de Reynolds turbulent (qui permet de séparer les flammes laminaires des flammes turbulentes)

$$Re_T = \frac{u' L_T}{\nu} = \left( \frac{u'}{S_L} \right) \left( \frac{L_T}{\delta} \right) \quad (58)$$

- le nombre de Karlovitz qui représente l'importance du temps caractéristique de la turbulence des petites échelles par rapport au temps chimique  $\tau_c$ , il est égal au rapport entre  $\tau$  et le temps Kolmogorov  $\tau_K$ .

$$Ka = \frac{\tau_c}{\tau_K} = \left( \frac{\delta_L}{S_L} \right) \cdot \left( \frac{\eta_K}{u'} \right)^{-1} \quad (59)$$

Sur le diagramme de Borghi (Figure 27) on peut tracer les courbes correspondant à  $Da = 1$ ,  $Ka = 1$ ,  $Re_T = 1$  et  $u'/S_L^0 = 1$ . On distingue trois principaux régimes, le régime de flammellettes caractérisant les flammes plissées ou ondulées, les flammes épaisses et la combustion parfaitement agitée. Dans le cas de la combustion parfaitement agitée ( $t_T < \tau; Ka > 1; Da < 1; Re_T > 1$ ), la turbulence induit un mélange plus rapide que la vitesse globale de la réaction, aucun front de flamme n'est observé : on a une combustion en volume.

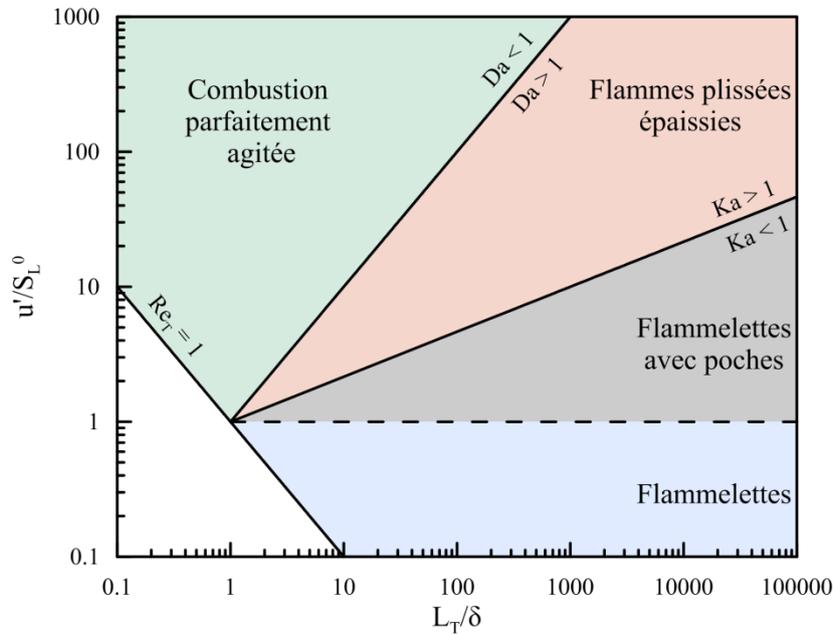


Figure 27 : Diagramme de Borghi des différents régimes de combustion <sup>35</sup>

Sur la figure ci-dessous, on observe la structure de la flamme en détail pour les régimes de flammelettes jusqu'aux régimes de flammes épaissies. Dans le cas de flammelettes ( $\tau_c < t_K : Ka < 1$  et  $Da > 1$ ; a sur la Figure 28), l'épaisseur de la flamme étant plus fine que toutes les échelles de turbulence, la structure caractéristique d'une flamme laminaire est conservée, on observe une zone de préchauffage et un front de réaction séparant les gaz frais des gaz brûlés. Les tourbillons pourront déformer le front de flamme sans pouvoir en modifier sa structure. On peut définir l'épaisseur de flammes turbulentes comme étant l'écart entre le maximum et le minimum des plissements à un instant donné. Lorsque que l'on transite vers des flammes plissées épaissies (b sur la Figure 28), les tourbillons de petites tailles pénètrent le front ce qui augmente la taille de la zone de préchauffage et de réaction. Les flammes épaissies ( $t_K < \tau < t_T : Ka > 1$  et  $Da > 1$ ; c sur la Figure 28) ne sont plus caractérisées par une zone de réaction et une zone de préchauffage uniquement, toutes les échelles de taille de la turbulence pénètrent la zone de combustion. Dans ce cas on n'observe plus de plissement, la somme de la zone de réaction et de la zone de préchauffage est égale à l'épaisseur de flamme.

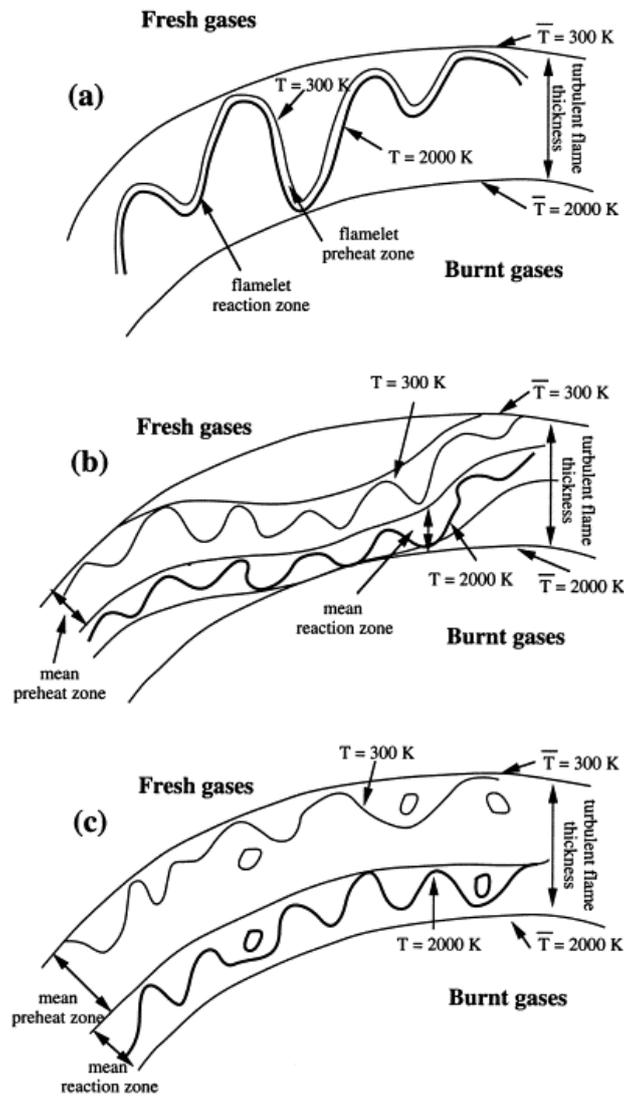


Figure 28 : Régimes de combustion turbulente prémélangée, (a) régime de flammelles, (b) régime de flamme épaisse plissée, (c) régime de flamme épaisse<sup>36</sup>

Pour des écoulements types rencontrés dans l'enceinte de réacteur, une analyse des échelles de turbulence a été effectuée par Faix-Gantier<sup>37</sup> et a montré que l'échelle intégrale de turbulence est comprise entre 0,02 et 2 m et que la fluctuation de la vitesse d'écoulement est comprise entre 0,03 et 15 m/s. En considérant que l'échelle intégrale varie linéaire avec la fluctuation de vitesse et en comparant ces derniers aux ordres de grandeur des vitesses fondamentales (0,25 à 2 m/s) et des épaisseurs des flammes laminaires (2 à 0,5 mm) pour des flammes d'hydrogène pauvres, le régime de flammes attendu dans l'enceinte de confinement d'un réacteur est principalement le régime de flammelles (Figure 29).

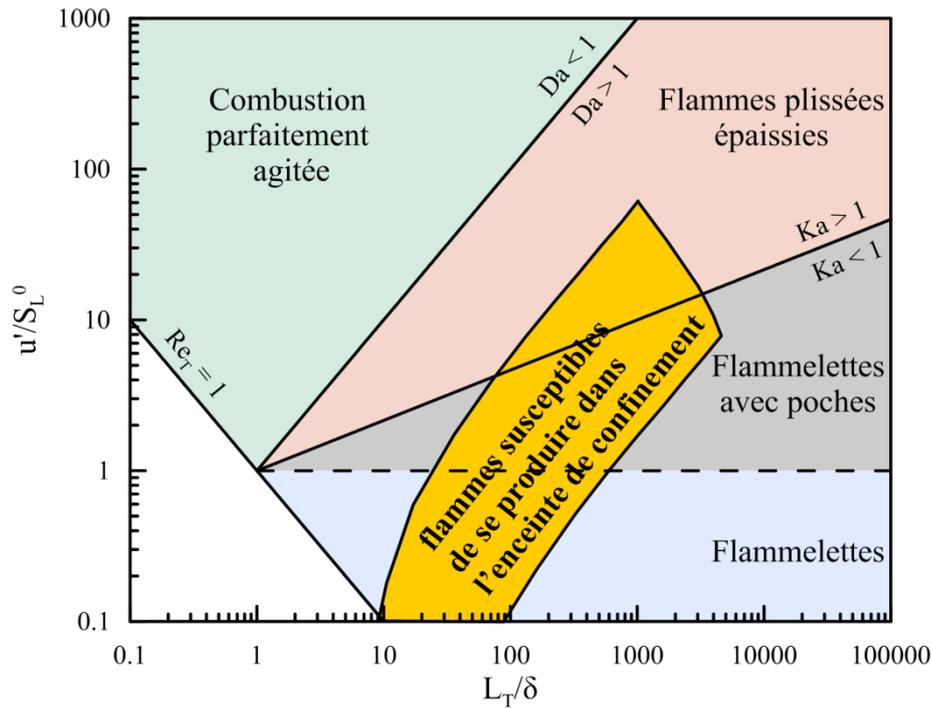


Figure 29 : Diagramme de Borghi des différents régimes de combustion

### 1.6.3. Vitesse de flamme turbulente

La vitesse de flamme turbulente est définie comme la vitesse de propagation d'une zone de réaction turbulente par rapport au réactif. Le diagramme de Borghi permet de définir la structure et le régime de la zone de réaction. La notion de vitesse de flamme turbulente réduit la complexité du front de flamme à une certaine épaisseur de flamme et une vitesse de propagation  $S_T$ . Cette vitesse se caractérise par un état sur le diagramme de Borghi, elle sera donc fonction des paramètres caractérisant la turbulence  $u'$  et  $L_T$ , et des propriétés des flammes laminaires :  $S_L$  et  $\delta$ .

Kumar et coll.<sup>38</sup> ont étudié l'effet de la turbulence initiale sur la propagation d'une flamme dans une sphère de 2,3 m de diamètre. La turbulence est créée par l'action de deux ventilateurs à vitesse de rotation variable. La turbulence (non homogène) est mesurée par trois anémomètres (sondes à fil chaud) et les vitesses mesurées sont comprises entre 1 et 15 m.s<sup>-1</sup> en absence de combustion. La fluctuation de la vitesse moyennée sur le volume de la sphère,  $\overline{u'_{r.m.s.}}$ , est une fonction linéaire de la vitesse de rotation des ventilateurs. Avec un mélange à 5% d'hydrogène dans l'air, l'augmentation de la fluctuation de vitesse initiale se traduit par l'augmentation de la vitesse de combustion et puis par l'élévation de la pression. Avec un mélange à 4%, l'inflammation n'est pas possible en présence de turbulence même de faible

intensité. L'expression de la vitesse de combustion turbulente doit prendre en compte la fluctuation de vitesse générée par la propagation de la flamme,  $u''$ , ainsi que celle imposée au milieu,  $u'$  :  $S_t = S_L + u' + u''$  avec  $u'' = S_L (\rho_f / \rho_b - 1) / \sqrt{3}$ , soit :

$$\frac{S_T}{S_L} = 1 + \frac{u'}{S_L} + \frac{\left(\frac{\rho_f}{\rho_b} - 1\right)}{\sqrt{3}} \quad (60)$$

Koroll et coll.<sup>39</sup> ont mesuré dans une enceinte de 17 litres des vitesses de combustion laminaire et turbulente avec des mélanges contenant entre 9% et 70% d'hydrogène dans l'air. Ces données mesurées par la méthode du double noyau complètent celles proposées par Abdel-Gayed et coll.<sup>40</sup>. Koroll et coll.<sup>39</sup> proposent d'estimer la fluctuation de vitesse générée par la flamme selon :

$$u'' = S_L [1 - \exp(-u'/S_L)] \left(\frac{\rho_f}{\rho_b} - 1\right) / \sqrt{3} \quad (61)$$

Ainsi, l'expression finale de la vitesse turbulente de la combustion devient :

$$\frac{S_T}{S_L} = \sqrt{1 + B \left(\frac{u'}{S_L}\right)^2} + \left[1 - \exp\left(-\frac{u'}{S_L}\right)\right] \frac{\left(\frac{\rho_f}{\rho_b} - 1\right)}{\sqrt{3}} \quad (62)$$

Fixant  $B = 16$ , cette équation rend également compte des valeurs de vitesse de combustion mesurées par Abdel-Gayed et coll.<sup>40</sup>

Heitsch<sup>41</sup> propose un modèle de déflagration en reprenant l'expression de la vitesse proposée précédemment par Kumar<sup>38</sup> :  $S_T = S_L + u' + u''$ . Heitsch<sup>41</sup> propose d'évaluer la fluctuation de vitesse à partir d'expressions données par Kozachenko et coll.<sup>42</sup> :

$$u' = 0,168 \left(\frac{d X_F}{dt}\right) A^{-0,119} \text{ et } A = \left(\frac{d X_F}{dt}\right) d \rho_f / \rho_b \quad (63)$$

avec  $X_F$ , position du front de flamme et  $d$  le diamètre équivalent.

L'équation d'approximation de la fluctuation de vitesse,  $u'$ , ne rend pas compte de la turbulence de petite échelle qui apparaît avec les déflagrations rapides. La surface réelle du front de flamme peut être estimée à partir de la surface normalisée corrigée par une fonction

d'étirement, *f.* Heitsch<sup>41</sup> valide ce modèle à partir de mesures obtenues à grande échelle dans des enceintes de plusieurs dizaines de m<sup>3</sup>.

Leisenheimer et coll.<sup>43</sup> ont mesuré les vitesses laminaires et turbulentes de propagation d'une flamme en bombes sphériques (diamètres de 0,65 et 0,25 m). La propagation de la flamme est visualisée par nappe laser et schlieren, et la turbulence caractérisée par  $u'$  est mesurée au moyen de tubes de Pitot et d'anémomètres à fil chaud. Ils caractérisent trois modes de propagation du front de flamme : étirement, accélération et compression du front de flamme. Introduisant les nombres de Markstein et de Karlovitz, ils proposent l'expression suivante de la vitesse laminaire de combustion (pour un rapport entre de rayon de la flamme et le rayon de l'enceinte compris entre 0,02 et 0,9) :

$$S_T / S_L = \frac{1}{1 + Ma Ka} [1 + c \cdot r] \left[ \frac{P}{P_0} \right]^z \quad (64)$$

où  $S_L$  est la vitesse laminaire de combustion sans étirement,  $c$  une constante de l'ordre de 1,  $P$  la pression instantanée,  $P_0$  la pression initiale.

En présence de turbulence générée par les ventilateurs, l'analyse montre qu'au centre de la bombe, la turbulence peut être considérée isotrope bien que non homogène. La vitesse de combustion turbulente,  $S_T$ , augmente avec la position radiale,  $r$ . Cette accélération est beaucoup plus importante pour les mélanges dont la vitesse de combustion laminaire est grande. L'influence de la turbulence de la propagation de la flamme est représentée par le rapport  $u'/S_L$ . Si ce rapport est d'ordre 1 (comme pour un mélange pauvre hydrogène/air), la vitesse de réaction de combustion augmente graduellement par convection plutôt que par diffusion moléculaire. Leisenheimer et coll.<sup>43</sup> évaluent la vitesse de combustion turbulente,  $S_T$  en fonction de l'échelle macroscopique de turbulence et de la fluctuation de vitesse,  $u'$ . La vitesse de propagation de la flamme dépend non seulement de la turbulence induite par sa propre propagation mais aussi de celle générée par les ventilateurs. Les auteurs donnent la relation suivante :

$$\frac{S_T}{S_L} = 1 + \left[ \frac{u'_{effective}}{S_L} \right] \sqrt{L_T} \quad (65)$$

D'après leurs mesures dans des bombes de différents diamètres, l'échelle macroscopique de turbulence est égale à  $R/27$  avec  $R$  le rayon de l'enceinte. Cette équation

permet de corrélérer de façon satisfaisante les données obtenues dans des bombes de diamètre différent avec différentes intensités de turbulence (Figure 30).

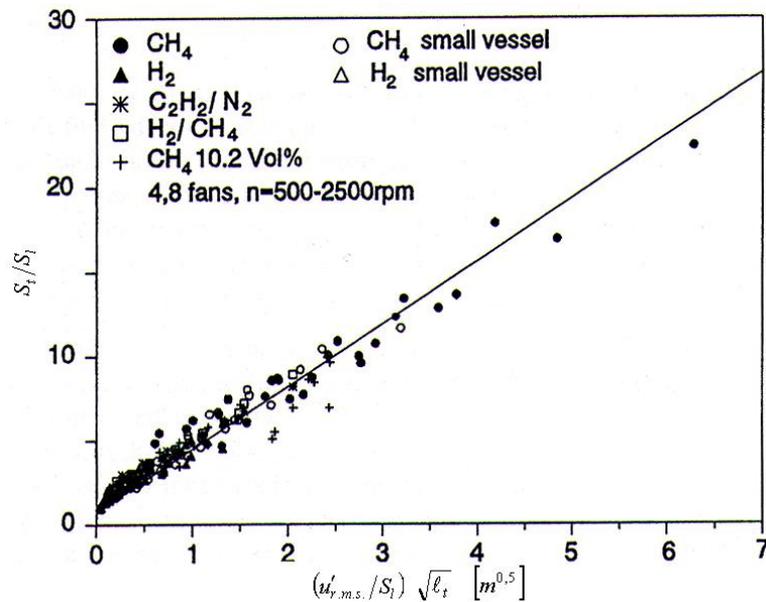


Figure 30 : Vitesse de combustion turbulente réduite en fonction de l'intensité de turbulence effective et de l'échelle macroscopique de turbulence, d'après Leisenheimer et coll.<sup>43</sup>

Kitagawa et coll.<sup>44</sup> ont mesuré des vitesses de flamme turbulente pour des mélanges hydrogène/air pauvres ( $\Phi = 0,4 ; 0,6 ; 0,8 ; 1,0$ ) à différentes pressions (0,10 ; 0,25 ; 0,50 MPa) dans une chambre considérée sphérique mais qui correspond à l'intersection de trois cylindres de 28 cm de diamètre. Deux ventilateurs permettent d'obtenir une fluctuation de vitesse turbulente allant de 0,80 à 1,59 m/s avec une échelle intégrale de 10 mm. La vitesse de combustion turbulente n'étant pas constante en fonction du rayon, Kitagawa fixe la valeur pour un rayon de flamme de 30 mm. Ils observent que le rapport  $S_T/S_L$  augmente avec une élévation de la pression et qu'il diminue avec l'augmentation de la richesse du mélange. L'équation de Bradley et coll.<sup>45</sup> est appliquée à leurs résultats pour différents régimes de  $u'/S_L^0$  pour corrélérer la vitesse de combustion turbulente réduite :

$$\frac{Re_T}{Le^2} = \left[ \frac{A^{-0.5} (u'/S_L)^2}{KaLe} \right]^2 \quad (66)$$

Cette équation prend en compte à la fois les effets thermo-diffusifs via le nombre de Lewis ( $Le$ ) et l'impact de la turbulence via le nombre de Reynolds turbulent ( $Re_t$ ).

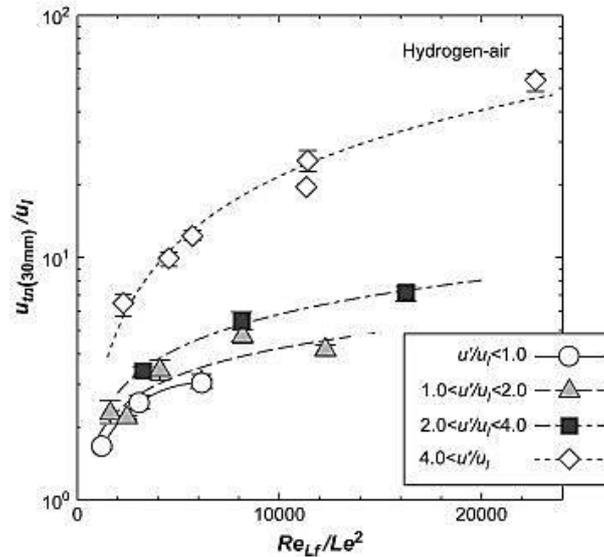


Figure 31 : Vitesse de combustion turbulente réduite en fonction du Reynolds turbulent et du nombre de Lewis, d'après Kitagawa et coll.<sup>44</sup>

Chiu et coll.<sup>46</sup> ont mesuré l'influence de la pression sur les vitesses de flammes turbulentes pour des mélanges H<sub>2</sub>/CO/air en fixant le nombre de Reynolds turbulent. Le rapport  $S_T/S_L$  diminue avec l'augmentation de la pression selon une loi de puissance avec un exposant négatif. Pour une pression donnée, il constate que le Reynolds turbulent augmente avec le rapport  $S_T/S_L$ . Sur la base de ces travaux, Shy et coll.<sup>47</sup> ont établi la relation suivante pour des mélanges H<sub>2</sub>/CO/air et CH<sub>4</sub>/air :

$$\frac{S_T}{u'} = n \cdot Da^m \quad (67)$$

Cette relation établit une proportionnalité entre le nombre de Damköhler et le rapport  $S_T/u'$ . Les valeurs de  $n$  et de  $m$  sont propres à chaque mélange (CH<sub>4</sub>  $n = 0,12$  et  $m = 0,5$  ; H<sub>2</sub>/CO  $n = 0,52$  et  $m = 0,25$ ).

Chaudhuri et coll.<sup>48,49</sup> ont mesuré les vitesses de flammes turbulentes de plusieurs composés dans l'air (hydrogène  $\Phi = 4,0$  ; méthane  $\Phi = 0,9$  ; éthylène  $\Phi = 1,3$  ; éthanol  $\Phi = 1,3$  ; iso-octane  $\Phi = 1,0$ ) de 1 à 10 bar. La visualisation de la flamme s'effectue par Schlieren et la fluctuation de vitesse turbulente mesurée est de 1,3 à 6,0 m/s pour une échelle intégrale de 4 mm. La majeure partie des expériences se situe entre un nombre de Karlovitz supérieur à 1 et un nombre de Damkohler inférieur à 1. Ils proposent la relation suivante pour corréler les vitesses de flammes turbulentes :

$$\frac{S_T}{S_L} \propto \sqrt{\frac{u' \lambda}{S_L \delta}} = \text{Re}_\lambda^{0,5} \quad (68)$$

Pour une flamme sphérique,  $\lambda$  est égal au rayon de la flamme. Pour un brûleur,  $\lambda$  est équivalent au diamètre du brûleur. Cette équation permet de corrélérer de façon satisfaisante tous les résultats obtenus pour les différents carburants à différentes pressions.

Dans la même équipe, Wu et coll.<sup>50</sup> ont repris la corrélation pour l'appliquer à des mélanges n-heptane, n-octane, n-butane et n-hexane (Figure 32). Les différents carburants présentent une même évolution pour chaque richesse étudiée.

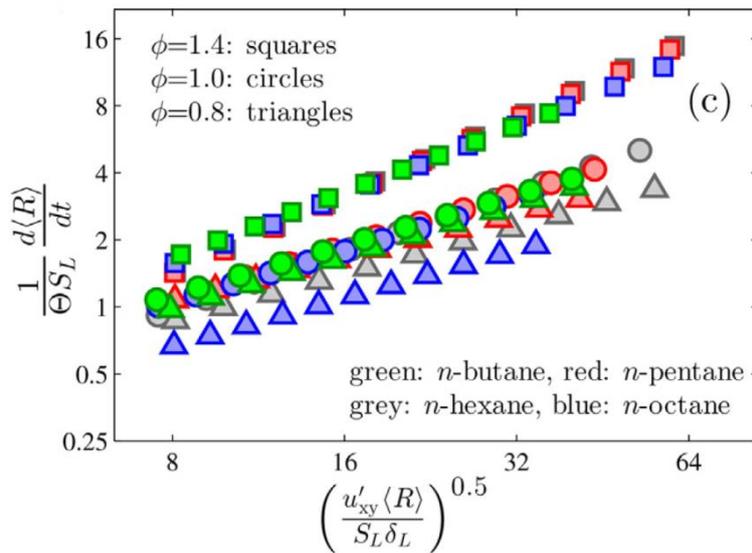


Figure 32 : Vitesse de combustion turbulente réduite en fonction du Reynolds turbulent, d'après Wu et coll.<sup>50</sup>

## 1.7. Conclusion

Au cours de ce chapitre, un rappel sur les aspects fondamentaux des flammes laminaires de prémélange a été réalisé permettant une bonne compréhension des différents phénomènes mis en jeu. Cet état de l'art a permis d'aborder les différents régimes de propagation de la flamme (la déflagration et la détonation), la théorie de Mallard et le Châtelier, puis celle de Zeldovich, Frank-Kamenetskii et de Semenov, la détermination de la vitesse fondamentale d'une flamme dans le cas d'une expansion sphérique, les différentes grandeurs caractéristiques de la combustion (nombre de Lewis, nombre de Zeldovich et épaisseur de flamme) ainsi qu'une étude bibliographique sur les vitesses de flamme pour des mélanges hydrogène/air.

Les mécanismes responsables de l'augmentation de la surface de la flamme ont aussi été abordés. Qu'ils soient inhérents à la flamme (Darrieus-Landau et thermo-diffusives) ou induis par le développement de la flamme dans son environnement, ces mécanismes seront à l'origine de son accélération.

La dernière partie de ce chapitre a porté sur l'interaction de la flamme avec la turbulence. Après un rappel des définitions des grandeurs caractérisant la turbulence, les différents régimes de combustion turbulente ont été abordés. Les travaux de la littérature ont montrés que le rapport de la vitesse de flamme turbulente sur la vitesse de flamme laminaire peut s'exprimer en fonction de plusieurs paramètres :

- l'épaisseur de flamme,
- nombre de Lewis,
- nombre de Reynolds turbulent,
- nombre de Markstein,
- nombre de Karlovitz,
- fluctuation de vitesse,
- l'échelle intégrale.

Excepté Kitagawa et coll.<sup>44</sup> aucune étude n'a mesuré la vitesse de propagation de la flamme d'un mélange pauvre d'hydrogène dans l'air. C'est pour cela qu'il est nécessaire d'effectuer des expériences complémentaires pour évaluer l'impact de la turbulence sur les vitesses de flamme pour des mélanges pauvres H<sub>2</sub>/air.

## CHAPITRE 2. DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

Ce chapitre est consacré à la description des dispositifs expérimentaux et des différentes techniques de mesure mises en œuvre au cours de cette thèse. Pour réaliser les travaux de la thèse, deux enceintes sphériques ont été utilisées avec des objectifs différents. La première enceinte sphérique de 56 litres (BSII), déjà existante au sein du laboratoire, a été utilisée pour mesurer les vitesses de flamme laminaire ainsi que pour déterminer les limites d'inflammabilité des flammes de prémélange hydrogène/air/vapeur d'eau. Afin d'étudier l'impact de la turbulence sur la propagation de flamme, nous avons conçu et construit une nouvelle enceinte sphérique de 93 litres (BSIII) équipée de systèmes de ventilateurs permettant de générer une turbulence isotrope de différentes intensités. La génération d'une turbulence homogène et isotrope a permis d'effectuer des mesures de vitesses de flamme turbulente et de déduire une corrélation liant les vitesses de flamme turbulente au niveau de turbulence initiale et de caractériser l'apparition des structures cellulaires des flammes.

Concernant l'instrumentation, plusieurs techniques optiques ont été mises en place autour de ces installations en vue de caractériser la turbulence générée dans BSIII ainsi que la propagation des flammes, avec et sans turbulence. Ces techniques regroupent la Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV en anglais), tomographie et l'imagerie ultra-rapide par technique Schlieren.

Une description plus approfondie de ces différents dispositifs (enceintes sphériques et dispositifs optiques) est donnée dans les paragraphes qui suivent.

### 2.1. Description de l'Enceinte sphérique BSIII de 93 litres

Afin d'étudier l'impact de la turbulence sur la vitesse de flamme, une nouvelle bombe sphérique a été conçue, construite au cours de cette thèse et mise en place en octobre 2014. Cette nouvelle installation pouvant soutenir une surpression de 200 bar à 573 K permet d'accueillir huit ventilateurs nécessaires à l'obtention d'une turbulence homogène et isotrope.

Les fenêtres de visualisation permettent d'observer des flammes en expansion dont le diamètre peut atteindre 200 mm.

### 2.1.1. Caractéristiques de l'enceinte

L'enceinte BSIII (Figure 33), de 93 litres de volume, est constituée de deux sphères concentriques en acier inoxydable 316 L. La sphère interne a un diamètre interne de 563 mm et une épaisseur de 42 mm. La sphère externe a un diamètre interne de 640 mm et une épaisseur de 4 mm. Un fluide thermique circule entre ces deux sphères permettant d'élever la température de l'enceinte jusqu'à 573 K et de maintenir cette température homogène.

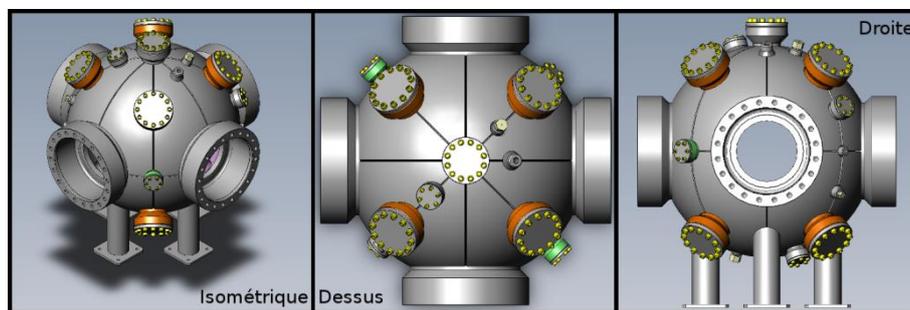


Figure 33 : Schémas des différentes vues de l'enceinte sphérique

Même si les conditions expérimentales menées dans le cadre de cette étude concernent des pressions inférieures à 5 bar, l'enceinte a été éprouvée à une pression absolue de 300 bar avec un facteur de sureté de 1,5 ce qui permet une utilisation sûre jusqu'à 200 bar.

Pour réaliser des mesures optiques, la sphère est équipée de quatre ouvertures sur le plan équatorial permettant le montage de hublots de différentes tailles ou de bouchons (Figure 34). En fonction de la pression d'utilisation, le rapport entre l'épaisseur et le diamètre du hublot ne sera pas le même.

Pour des pressions allant de 0 à 50 bar le diamètre de visualisation sera de 200 mm, ce qui correspond à un hublot de 240 mm de diamètre et 75 mm d'épaisseur. Pour des pressions comprises entre 50 et 100 bar les dimensions des hublots utilisés sont de 140 mm pour le diamètre et de 50 mm pour l'épaisseur correspondant à un passage optique de 100 mm. Un bouchon sera utilisé pour des pressions comprises entre 100 et 200 bar. Aussi, le volume maximal d'une sphère observable dans l'enceinte est de 4,5 % du volume total pour le hublot de 200 mm et 0,6 % du volume total pour le hublot de 100 mm.

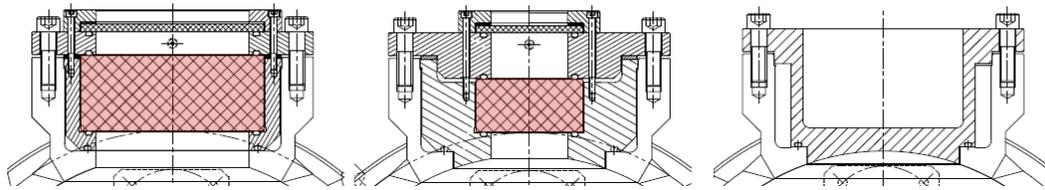


Figure 34 : Les différents types de hublots. Diamètre du passage optique : (a) 200 mm, (b) 100 mm. Pression maximale d'utilisation 50 bar, 100 bar et 200 bar.

### 2.1.2. Système de génération de turbulence

Afin d'installer les ventilateurs, huit bossages de 80 mm de diamètre sont utilisés. Les ventilateurs sont répartis aux sommets d'un cube inscrit dans une sphère équivalente au diamètre intérieure de l'enceinte. La vitesse de rotation maximale pour des ventilateurs pouvant être atteinte est de 10 000 tours/min. A ces vitesses de rotation, l'utilisation d'axes traversant poserait un problème d'étanchéité, ceci est d'autant plus vrai que le combustible étudié est de l'hydrogène.

Afin d'éliminer tout risque de fuite, les ventilateurs ont été conçus de sorte que l'entraînement de l'hélice à l'intérieur de l'enceinte se fasse par couplage magnétique au moyen d'aimants permanents. Le système est détaillé sur la Figure 35. Le moteur placé à l'extérieur de l'enceinte entraîne une roue contenant 4 aimants qui sont placés de manière à alterner la polarité. Cette roue extérieure entraîne une roue identique contenant les mêmes aimants placés en opposition à l'intérieur de l'enceinte. Ainsi, aucun axe ne traverse la paroi de l'enceinte.

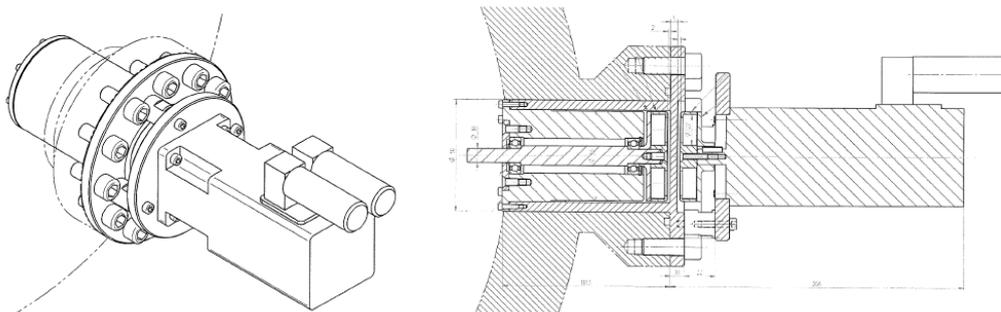


Figure 35 : Système d'entraînement magnétique pour la mise en rotation des hélices.

Huit systèmes d'entraînement ont été construits et testés au laboratoire. Aucun déphasage ou ralentissement n'a été observé pour des vitesses allant de 1 000 à 10 000 tpm. Cette mesure a été réalisée en l'absence d'hélices.

Concernant la forme des hélices, l'analyse bibliographique effectuée par Ravi et coll.<sup>51</sup> et les échanges avec Birouk et Fabbro<sup>52</sup> ont mis en évidence la nécessité d'avoir une forme incurvée pour obtenir une turbulence plus intense tout en étant homogène et isotrope. Aussi, les hélices utilisées sont des quadripales de diamètre 130 mm (Figure 36). Chaque pale mesure 55 mm de long et 40 mm de large. Elles sont incurvées avec un angle allant de 45° à la base à un angle de 30° à l'extrémité de la pale. Les pales sont orientées vers la gauche et la rotation s'effectue dans le sens horaire de sorte que l'air est aspiré au travers de l'hélice.



Figure 36 : Hélice quadripale de 130 mm de diamètre.

### 2.1.3. Système d'allumage

L'allumage du mélange se fait en utilisant un couple d'électrode en tungstène monté sur le plan équatoriale de l'enceinte couplé à un générateur de haute tension. Lors de la décharge, la tension et l'intensité du courant délivré aux bornes des électrodes sont respectivement mesurées avec une sonde Tektronix P6015A et une sonde AMS Technologies CT-D1.0-B.

### 2.1.4. Instrumentation

#### *i. Mesures de la pression et de la température*

Quatre bossages de 26 mm de diamètre sont implantés de part et d'autre de la sphère. Deux de ces bossages sont utilisés pour accueillir deux capteurs de pression piézoélectriques. Les deux capteurs sont disposés à 40° du plan équatorial, l'un sur la partie supérieure et l'autre sur la partie inférieure de la sphère. Les capteurs utilisés sont : un Kistler 601A et un Kistler 6001 ont une fréquence propre de 150 kHz et permettent de mesurer des pressions jusqu'à 250 bar.

Plusieurs ouvertures sont utilisées pour l'introduction des gaz, le pompage de l'enceinte, la vidange et l'ajout de thermocouples. Ainsi, deux thermocouples (TC 12-K-125-

176-2.0-2I-3P6M-CLASS1) sont montés dans un « doigt de gant » et permettent de mesurer la température des gaz à l'intérieur de l'enceinte avant l'inflammation avec une précision de  $\pm 1,5$  K.

De même, la pression des gaz dans l'enceinte est mesurée avec un capteur de pression MKS Baratron de haute précision, type 690ARBTRB, caractérisé par une dynamique de  $10^6$  sur la pleine échelle qui est de 15 000 Torr. Le manomètre est étalonné à l'aide d'un manomètre à mercure en U couplé à une pompe à vide secondaire pour corriger la lecture des mesures de pression.

## ii. Vélométrie par images de particules

Le principe de la vélocimétrie par images de particules (PIV en anglais) est d'enregistrer le déplacement de particules solide ou liquide ajoutées à un fluide gazeux. La taille et la masse de ces particules sont suffisamment faibles pour que l'on considère que ces dernières suivent fidèlement le fluide gazeux sans en altérer les propriétés. L'éclairage stroboscopique du fluide en écoulement par une nappe de lumière formée à partir de faisceaux lasers impulsions permet, au moyen d'une caméra placée perpendiculairement à cette nappe, une photographie de la position des particules au travers de la lumière qu'elles diffusent. Un couple d'images décalées temporellement est enregistré à l'aide de la caméra. Connaissant le déplacement en pixels et le temps entre les impulsions lumineuses, il est possible de calculer la vitesse des particules et donc du fluide. La méthodologie détaillée du traitement des images sera décrite dans le chapitre suivant. Cette section ne porte que sur la description du dispositif utilisé pour l'acquisition des couples d'images nécessaires à la mesure des vitesses.

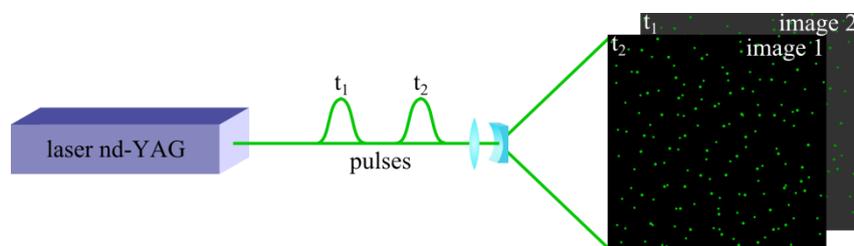


Figure 37 : Schéma de principe de la vélocimétrie par images de particules.

Les mesures de champ de vitesses ont été effectuées en utilisant un laser impulsions à double cavité, Nd:YAG (Quantel EverGreen 200), générant deux faisceaux laser impulsions de 200 mJ à la longueur d'onde 532 nm et de 6 mm de diamètre. Un système optique constitué d'une lentille sphérique plan convexe de grande longueur focale ( $f = 1$  m) et

d'une lentille semi-cylindrique divergente de focale -25 mm permet d'obtenir une nappe laser s'éclatant dans le plan vertical avec un angle de  $14^\circ$  et de 0,5 mm d'épaisseur au centre de l'enceinte. La largeur de la nappe augmente légèrement lorsque l'on se rapproche des hublots. La caméra utilisée est une TSI PowerView Plus 16MP, la résolution est de  $4\,920 \times 3\,288$  pixels<sup>2</sup> avec un pixel de  $55\ \mu\text{m} \times 55\ \mu\text{m}$  et une profondeur d'image de 12 bit. L'objectif utilisé est un Nikon AF Nikkor de 50 mm de focale avec une ouverture maximale de  $f/1,8$ .

Les impulsions laser et le temps d'ouverture de la caméra sont synchronisés en utilisant le logiciel Insight 4 développé par TSI. Pour chaque vitesse de rotation des ventilateurs, un minimum de 800 couples d'image a été enregistré, permettant d'obtenir une bonne convergence des statistiques sur les champs de vitesses. L'intervalle de temps entre les impulsions est ajusté en fonction de la vitesse du fluide de sorte que le déplacement moyen de la fluctuation soit d'environ 4 pixels sur les images.

Du di-ethyl-hexyl-sebacat (DEHS) est utilisé pour générer les particules sur le champ de vitesses. La taille moyenne des particules est de  $3\ \mu\text{m}$ . La distribution en taille des gouttes est présentée en annexe (Figure 141, Figure 142 et Tableau 15).

Avant chaque expérience, une règle est photographiée pour convertir la taille du pixel en millimètre. La taille moyenne mesurée sur l'image est de 3 000 pixels correspondant à une distance d'environ 150 mm.

### *iii. Imagerie par la technique Schlieren*

L'observation de la propagation de flamme à l'intérieur de l'enceinte se fait à l'aide d'un dispositif d'imagerie Schlieren de type Z couplé à une caméra ultra-rapide (Figure 38). La technique du Schlieren permet l'observation avec un fort contraste des gradients d'indice de réfraction des gaz. Etant donné que l'indice de réfraction d'un gaz dépend de sa température et de sa concentration, à l'interface gaz frais - gaz brûlés, la différence d'indice entre les deux zones dévie les photons de leur trajectoire. Weinberg<sup>53</sup> a montré que, dans le cas de flamme  $\text{CH}_4/\text{air}$ , le gradient maximal observé à l'aide du Schlieren correspond à une température approximative de 488 K ce qui correspond à l'observation de l'évolution des gaz frais.

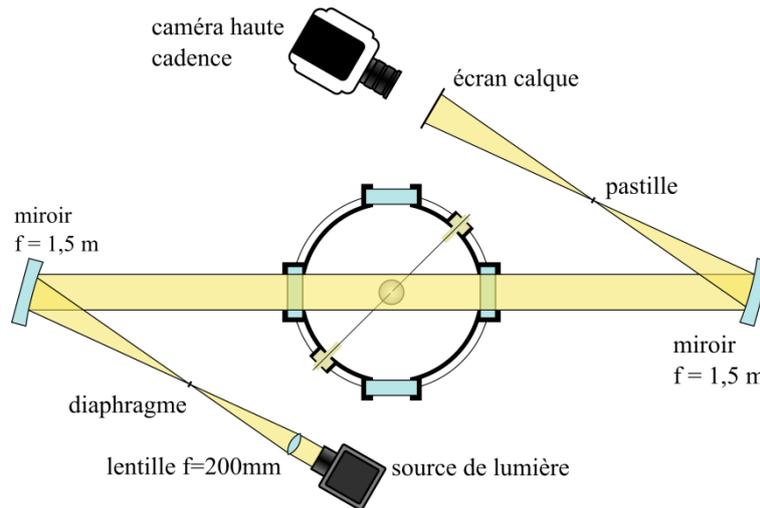
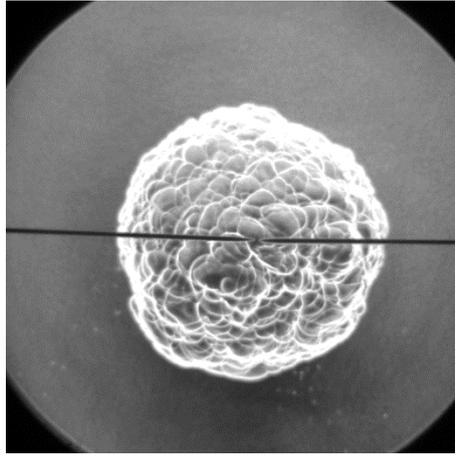


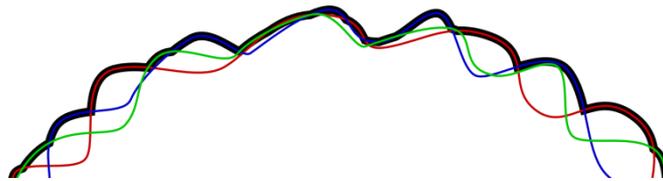
Figure 38 : Schéma du dispositif optique de type Schlieren couplé à l'enceinte.

Ce système est composé d'une lampe au xénon de 300 Watts Lot-Oriel, d'un couple de miroirs sphériques concaves de 1,50 m de focale, d'une pastille et d'un écran. La lumière de la source lumineuse est focalisée à l'aide d'une lentille achromatique de 200 mm de focale au centre d'un diaphragme à iris d'environ 3 mm de diamètre placé au point focal du premier miroir. Les rayons lumineux issus de ce dernier sont réfléchis sur le premier miroir et résultent en un faisceau parallèle traversant la bombe. Ce faisceau est à son tour réfléchi sur le second miroir sphérique et, au point focal de celui-ci, une pastille opaque de diamètre équivalent à celui de l'iris permet de bloquer la majeure partie des rayons non-déviés par la flamme. Seuls alors les rayons déviés éclairent l'écran. La projection de l'image des contours de la flamme sur un écran calque est enregistrée une caméra ultra-rapide. A noter que deux caméras rapides différentes : la Photron APX (512 pixels x 512 pixels à 6 kHz) et la Vision Research Phantom V1210 (768 pixels x 768 pixels à 19 kHz) ont été utilisées avec ce dispositif. La première a été utilisée pour l'étude des limites d'inflammabilité et la seconde pour réaliser les mesures de vitesses de propagation des flammes laminares et turbulentes.



*Figure 39 : Exemple d'une image schlieren d'une flamme à 28 % hydrogène dans l'air lorsque la vitesse de rotation des ventilateurs est fixée à 2 000 tpm.*

Ce dispositif optique permet une très bonne détection du contour de la flamme grâce au niveau de gradient élevé des images. Avec ce dispositif, il est aussi possible d'observer la structure des cellules à la surface de la flamme. Le principal désavantage d'une telle technique est lié au fait que l'image observée est en fait une projection d'un volume sur une surface plane et non la coupe de ce volume. La profondeur des plissements de la surface de la flamme ne peut être mise en évidence le dispositif Schlieren. Par conséquent, le contour de la flamme mis en exergue par ce dispositif optique sous-estime la surface de flamme. Sur la Figure 40 est représenté schématiquement trois coupes successives (rouge, bleu et vert) d'une même flamme projetées sur un plan. Le contour induit par ces trois coupes est représentée par un trait noir épais. La surface du contour induit est plus importante que celle des trois coupes.



*Figure 40 : Schéma d'une portion de la projection d'un contour de flamme correspondant à l'addition de trois coupes d'un même volume.*

#### *iv. Tomographie Laser*

La tomographie laser nous a permis d'observer une coupe de la flamme lors de son développement dans l'enceinte. Pour ce faire, nous avons utilisé un laser continu, modèle Verdi G15 de Coherent Laser, délivrant un faisceau laser de 15 W de puissance à la longueur d'onde de 532 nm. La combinaison de deux lentilles semi-cylindriques, une divergente ( $f = 10$  mm) pour éclater le faisceau suivi d'une convergente ( $f = 20$  cm) pour limiter l'éclatement de la nappe permet d'obtenir une nappe laser verticale passant par le centre de la

bombe ayant une épaisseur de 1 mm. Une caméra ultra-rapide (Vision Research, modèle Phantom V1210) positionnée perpendiculairement à la nappe laser permet d'observer la diffusion de Mie de gouttes de DEHS. Lors du passage de la flamme les gouttes se vaporisent et ne diffusent plus la lumière. Sur l'image ci-dessous, la zone noire correspond aux gaz brûlés et la partie granuleuse blanche correspond aux gaz frais. La nappe de 70 mm de hauteur est centrée sur la partie basse du hublot. Cela permet d'obtenir un bon taux de contraste à l'interface gaz frais gaz brûlés en évitant de trop éclater le faisceau laser tout en nous permettant d'obtenir une bonne résolution spatiale (125  $\mu\text{m}$  par pixel) nécessaire à l'observation des structures de la flamme.

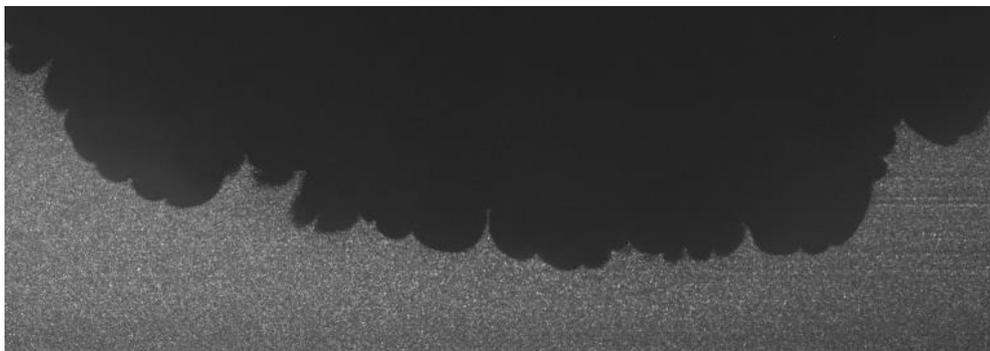


Figure 41 : Tomographie laser d'une flamme de 16 % hydrogène dans l'air à 1 bar et 293 K

## 2.2. Enceinte sphérique de 56 litres

Une description détaillée de cette installation, est donnée dans les travaux de thèses de Cheikhkravat<sup>22</sup> et Sabard<sup>54</sup>.

L'enceinte sphérique de 56 litres installée en 2008 a été utilisée pour mesurer les vitesses de flamme laminaire. Le diamètre interne de l'enceinte est de 480 mm et le passage optique pour l'observation de la flamme est de 97 mm ce qui correspond à l'observation d'un volume sphérique maximum correspondant à 0,85 % du volume total. Le dispositif Schlieren est lui aussi utilisé pour mesurer la propagation de la flamme dans l'enceinte. L'enceinte peut être chauffée jusqu'à 473 K et la pression maximale de service de la sphère est de 50 bar. Une double paroi permet la circulation d'un thermo-fluide permettant ainsi de chauffer l'enceinte jusqu'à la température initiale choisie. Le thermo-fluide est mis en circulation par un « squid » thermique qui assure la régulation de la température initiale autour de la valeur de consigne à mieux que le degré. La bombe sphérique est équipée de deux électrodes en tungstène diamétralement opposés sur le plan équatorial. L'inflammation est ainsi initiée par la

création d'une étincelle électrique entre les pointes des électrodes au centre de la sphère. Un capteur de pression électrique de type Kistler 601A permet de suivre la variation de la pression durant la combustion.

### **2.3. Conclusion**

Dans ce chapitre ont été décrites les deux enceintes sphériques qui ont été utilisées au cours de cette thèse. La première enceinte, la BSII, est une enceinte sphérique de 56 litres avec un accès optique de 97 mm de diamètre. Cette installation a été utilisée pour mesurer les vitesses de flamme laminaire et les limites d'inflammabilité de mélanges hydrogène/air. La seconde enceinte, la BSIII, est une nouvelle enceinte sphérique de 93 litres avec un accès optique de 200 mm de diamètre. Elle est équipée de 8 ventilateurs permettant de générer une turbulence dans l'enceinte. La mesure de vitesse de flamme laminaire et turbulence ainsi que l'impact de la turbulence sur la limite d'inflammabilité d'un mélange hydrogène/air ont été mesurés dans cette nouvelle enceinte.

# CHAPITRE 3. METHODOLOGIE

Dans ce chapitre sont décrites les méthodologies appliquées : (i) pour la préparation du mélange, (ii) à la description de la méthode de vélocimétrie par image de particule mise en œuvre pour caractériser l'écoulement avant inflammation dans l'enceinte, (iii) aux codes numériques de traitement des images de flamme pour mesurer le rayon de la flamme en fonction du temps dans le cas des flammes laminaires ainsi que des flammes turbulentes.

## 3.1. Conditions opératoires et incertitudes expérimentales

### 3.1.1. Conditions expérimentales

Ce travail contribue à l'amélioration de nos connaissances concernant la dynamique des flammes de prémélange H<sub>2</sub>/air d'intérêt pour l'analyse de scénarios d'accidents graves dans les centrales nucléaires. Aussi, les mélanges étudiés seront constitués d'hydrogène et d'air. Il est généralement admis que la quantité d'hydrogène libérée au cours d'un accident grave mène à la formation d'un mélange d'hydrogène/air pauvre dilué par de la vapeur d'eau. Au cours de ce travail, nous nous limiterons à des mélanges pauvres, dans l'air et en absence de diluant. La température initiale est fixée à 20°C ou 30°C selon l'installation utilisée et la pression initiale à 101 kPa.

La fraction molaire en hydrogène dépend du paramètre étudié :

- de 16 % à 63 % pour les flammes laminaires,
- 16 % à 28 % pour les flammes turbulentes,
- 3 % à 10 % pour les limites inférieures d'inflammabilité.

Dans le cas de l'étude des flammes turbulentes, la vitesse de rotation des ventilateurs a été fixées à 4 valeurs : 1 000, 2 000, 3 000 et 4 000 tours par minute.

### 3.1.2. Préparation des mélanges combustibles

Les mélanges combustibles étudiés sont introduits directement dans l'enceinte, à savoir : la bombe sphérique de 56 L pour l'étude des flammes laminaires et celle de 93 L pour l'étude des flammes turbulentes. Les gaz sont introduits successivement dans l'enceinte mise préalablement sous vide primaire. La composition du mélange est ainsi calculée connaissant la pression partielle correspondant à chaque gaz introduit. Généralement, pour diminuer les erreurs sur la composition du mélange, les gaz sont introduits par valeur croissante de leur pression partielle. Cependant, puisque l'hydrogène possède une très grande diffusivité et afin d'éviter la fuite de l'hydrogène par rétrodiffusion, ce dernier est introduit en dernier quelle que soit la valeur de sa pression partielle. La pression partielle résiduelle au sein de l'enceinte, suite à l'opération de pompage à l'aide des pompes primaires, n'est jamais nulle. Aussi, la quantité de matière restante dans l'enceinte avant l'introduction des différents gaz constitutifs du mélange combustible est assimilée à de l'azote qui est donc introduit dans le calcul de la composition finale.

Dans le cadre d'accidents graves, il est pertinent d'étudier des mélanges hydrogène/air à faible richesse, reflétant de manière plus réelle un scénario accidentel. La flamme, lors de la combustion turbulente pour des mélanges à moins de 16 % d'hydrogène, est extrêmement déformée. Les forts effets tridimensionnels ne permettent pas d'obtenir un résultat convenable avec le traitement utilisé. Ces effets tridimensionnels seront discutés dans la partie 2.1.4.iii. Il a donc été choisi d'effectuer des essais à 16 ; 20 ; 24 et 28 % fraction d'hydrogène dans l'air pour quatre vitesses de rotation des ventilateurs (0, 1 000, 2 000, 3 000 et 4 000 tpm). Les mélanges initiaux ont été étudiés à une pression totale initiale de 101,3 kPa et à une température 293 K dans l'enceinte.

### 3.1.3. Incertitudes

L'incertitude sur la composition du mélange initiale est directement liée à la méthode de préparation des mélanges. Pour cela, un manomètre capacitif est utilisé ayant une précision de  $\pm 0,1$  torr. On peut alors calculer l'erreur relative ( $\Delta x/x$ ) sur la richesse ou les fractions molaires des composants du mélange (Figure 42). Cette dernière induit une erreur relative maximale sur les fractions molaires d'hydrogène, d'oxygène et la richesse de 0,8 %, 0,07 % et 1,8 % sur l'ensemble des essais. Dans le cas des mesures de vitesse de flamme, le pourcentage

moléculaire minimal en hydrogène est de 16 %, avec une erreur de 0,16 %, correspondant à une erreur relative maximale de 0,39 % sur la richesse.

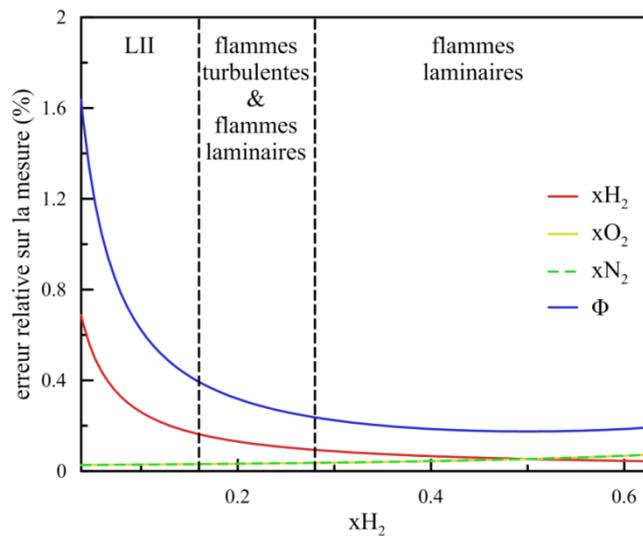


Figure 42 : Erreurs relatives sur la richesse et les fractions molaires en hydrogène et en oxygène du mélange en fonction de la fraction molaire en hydrogène dans le mélange combustible.

La méthode de remplissage étant manuelle, à chaque expérience correspond une valeur de la richesse, de la pression et de la température qui lui sont propres. Une étude statistique permet, pour chaque condition de richesse donnée, de calculer l'écart d'un essai par rapport à la moyenne des expériences pour la pression et la température. Cet écart est normalisé par la valeur moyenne est représenté sur la figure ci-dessous. On observe que celui-ci est compris entre -1 % et 1 % pour la température et -0,3 % et 0,3 % pour la pression.

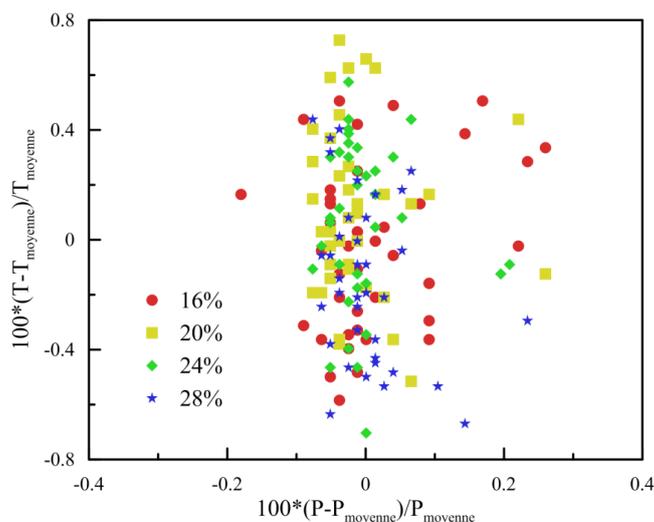


Figure 43 : Ecart de la pression et la température initiales par rapport à la moyenne pour les essais réalisés. Les mélanges combustibles étudiés sont constitués de 16, 20, 24 et 28 % d'hydrogène dans l'air.

Les valeurs moyennes et les écarts types du pourcentage molaire en hydrogène, de la richesse, de la pression totale et de la température pour la totalité des essais effectués par imagerie Schlieren sont regroupés dans le tableau suivant.

Nombre d'expériences	%H <sub>2</sub>	Φ	P <sub>ini</sub> (torr)	T <sub>ini</sub> (K)
42	16,03 ± 0,08	0,455 ± 0,003	761,7 ± 0,7	293,6 ± 0,9
39	20,02 ± 0,06	0,596 ± 0,002	761,6 ± 0,5	294,0 ± 0,9
35	24,02 ± 0,05	0,753 ± 0,002	761,6 ± 0,4	293,8 ± 0,9
39	28,02 ± 0,05	0,927 ± 0,002	761,6 ± 0,5	293,3 ± 0,9

Tableau 1 : Valeurs moyennes et écarts types de la fraction d'hydrogène, la richesse, la pression totale et de la température pour les essais effectués par imagerie Schlieren

## 3.2. Caractérisation de l'écoulement initial avant combustion

Une fois que les gaz sont admis dans l'enceinte, les ventilateurs sont actionnés à la vitesse de rotation choisie. Lorsque l'état stationnaire est atteint, la vitesse instantanée de l'écoulement au sein de l'installation est mesurée par vélocimétrie par images de particules (PIV). Ce paragraphe détaillera la mise en œuvre de cette technique de mesures.

Le traitement des images de PIV ainsi que la détection des vecteurs de vitesse ont été effectués à l'aide du logiciel Matlab en utilisant le code PIVlab.<sup>55</sup> Un script Matlab a été développé pour la mesure des différentes grandeurs (moyennes, moments, homogénéité, isotropie et échelle intégrale).

### 3.2.1. Traitement préalable des images de PIV

Pour améliorer la détection sur les images de PIV, il est possible d'effectuer un traitement pour améliorer le contraste. Plutôt que d'ajuster le contraste sur l'image complète, l'ajustement va être appliqué sur des fragments de l'image. Cette technique (Contrast-limited adaptive histogram equalization), notée CLAHE, est particulièrement adaptée pour des images présentant des zones plus sombres ou plus claires<sup>56</sup>. Ainsi, CLAHE est appliquée sur de petites zones de l'image, appelées fragments. Le contraste de chaque fragment est ajusté de sorte que l'histogramme de sortie corresponde à une distribution uniforme. Les fragments voisins sont alors combinés par interpolation bilinéaire pour éliminer toute frontière artificielle. Le contraste peut être limité pour éviter une surexposition du bruit dans les zones très homogènes de l'image.

### 3.2.2. Méthode de corrélations du couple d'images

Pour observer le déplacement des particules, une corrélation est effectuée sur un couple d'images. L'image est découpée en plusieurs sections carrées de même dimension que l'on appelle fenêtre d'interrogation. La corrélation croisée est estimée par :

$$CC(m, n) = \sum_i \sum_j G_t(i, j) G_{t+dt}(i - m, j - n) \quad (69)$$

où  $G_t(i, j)$  et  $G_{t+dt}(i, j)$  sont les niveaux de gris des fenêtres d'interrogation de la première et de la seconde image. Les coordonnées des pixels des fenêtres d'interrogation sont indicées par  $i$  et  $j$ .  $CC(m, n)$  est la valeur de la corrélation avec un décalage de la fenêtre d'interrogation de  $m$  et  $n$  pixel.

Pour affiner la précision du décalage observé à des distances inférieures au pixel, une courbe gaussienne est ajustée horizontalement et verticalement au pic de la corrélation. Les maxima des gaussiennes nous donnent le décalage en pixel entre les deux images. Connaissant la taille du pixel et le temps séparant les prises de vue des 2 images, on peut calculer le déplacement de la zone en mètre par seconde.

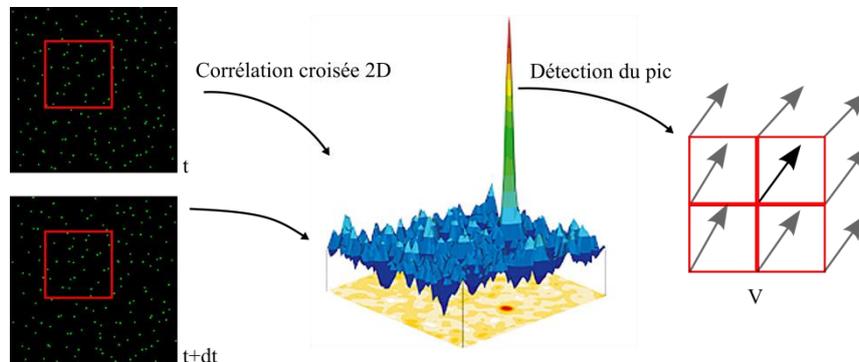


Figure 44 : Schéma de principe de la détection d'un vecteur de vitesse par corrélation croisée de deux images de PIV

Ce procédé peut être effectué de manière itérative en effectuant plusieurs traitements successifs sur les images. Le premier traitement s'effectue avec une grande fenêtre d'interrogation qui permet d'observer un déplacement grossier de la zone qui servira de valeur initiale pour la seconde itération. La seconde fenêtre, de taille plus petite, permettra de mieux déterminer le déplacement observé. Dans notre cas, la taille de la fenêtre d'interrogation de la première itération est de 64 x 64 pixels avec un décalage entre deux fenêtres de 16 pixels. La seconde itération est effectuée avec une fenêtre de 32 x 32 pixels avec un décalage de

16 pixels. Pour une expérience standard, la résolution est de 20 à 21 mm/pixel : un vecteur de vitesse est mesuré tous les 0,8 mm environ.

### 3.2.3. Champs de vitesses

Pour chaque condition de turbulence observée, les coordonnées des champs de vitesse sont centrées sur le hublot. De plus, les champs de vecteurs sont rognés pour ne garder que la partie observable avec le dispositif Schlieren. Le vecteur de vitesse est défini par la composante  $U$  selon la coordonnée horizontale  $x$  et la composante  $V$  selon la coordonnée verticale  $y$ .

Les champs de vitesses mesurées par PIV permettent d'accéder aux principales grandeurs caractéristiques du fluide pour chaque expérience. Ces grandeurs statistiques sont la moyenne, la moyenne quadratique, l'homogénéité, l'isotropie, le facteur d'asymétrie, le facteur d'aplatissement et l'échelle intégrale de la turbulence. Cette section a pour but de définir précisément chacune de ces grandeurs. Les résultats seront présentés dans le chapitre suivant.

#### *i. Moyenne et moment*

La grandeur caractéristique la plus simple à mesurer est la moyenne. Pour un champ de vecteurs bidimensionnels, chacune des deux composantes de la vitesse est moyennée sur les couples d'images en utilisant la formule suivante :

$$\bar{U}(x_i, y_i) = \frac{1}{n} \sum_j^n U_j(x_i, y_i) \quad (70)$$

$$\bar{V}(x_i, y_i) = \frac{1}{n} \sum_j^n V_j(x_i, y_i) \quad (71)$$

où  $x_i$  et  $y_i$  sont les coordonnées spatiales du vecteur et  $n$  le nombre total de champs de vecteurs.  $U_j(x_i, y_i)$  et  $V_j(x_i, y_i)$  sont les composantes de la vitesse en un point de l'espace.  $j$  représente l'indice du couple d'images.

La moyenne nous renseigne sur le bruit de fond de la turbulence. En effet et due au fait que l'enceinte est fermée, il est attendu que la moyenne des vitesses soit proche de zéro.

Pour caractériser la turbulence il est commun d'utiliser la moyenne quadratique. Cette grandeur estime le déplacement moyen du fluide en un point de l'espace. Elle est définie comme la moyenne de la valeur absolue des écarts à la moyenne :

$$U'(x_i, y_i) = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_j^n [U_j(x_i, y_i) - \bar{U}(x_i, y_i)]^2} \quad (72)$$

$$V'(x_i, y_i) = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_j^n [V_j(x_i, y_i) - \bar{V}(x_i, y_i)]^2} \quad (73)$$

La fluctuation de vitesse, grandeur caractérisant la fluctuation du fluide dans un milieu est définie pour 2 composantes comme :

$$u'(x_i, y_i) = \sqrt{\frac{(U'(x_i, y_i))^2 + (V'(x_i, y_i))^2}{2}} \quad (74)$$

La distribution de la vitesse turbulente est souvent comparée à celle d'une distribution gaussienne. C'est pourquoi on définit les moments centrés d'ordre  $n = 3$  et  $n = 4$  suivants :

$$S_U(x_i, y_i) = \frac{\frac{1}{n} \sum_j^n [U_j(x_i, y_i) - \bar{U}(x_i, y_i)]^3}{U'(x_i, y_i)^3} \quad (75)$$

$$S_V(x_i, y_i) = \frac{\frac{1}{n} \sum_j^n [V_j(x_i, y_i) - \bar{V}(x_i, y_i)]^3}{V'(x_i, y_i)^3} \quad (76)$$

$$F_U(x_i, y_i) = \frac{\frac{1}{n} \sum_n^n [U_n(x_i, y_i) - \bar{U}(x_i, y_i)]^4}{U'(x_i, y_i)^4} \quad (77)$$

$$F_V(x_i, y_i) = \frac{\frac{1}{n} \sum_n^n [V_n(x_i, y_i) - \bar{V}(x_i, y_i)]^4}{V'(x_i, y_i)^4} \quad (78)$$

Le moment d'ordre 3 ( $S_U$  et  $S_V$ ) est représentatif d'une dissymétrie de la distribution des vitesses. Dans le cas d'une gaussienne, la valeur de ce moment est nulle. Si la valeur des essais expérimentaux est supérieure à 0 cela signifie que les fluctuations positives sont plus nombreuses que les fluctuations négatives. L'inverse est observé pour une valeur inférieure à 0. Le moment d'ordre 4 ( $F_U$  et  $F_V$ ) est le facteur d'aplatissement de la distribution, pour une

gaussienne la valeur est de 3. Il caractérise la sur ou sous-représentation des grandes vitesses sur la distribution.

### *ii. Homogénéité et isotropie*

L'homogénéité caractérise l'invariance d'une grandeur à suite une translation spatiale. C'est le rapport entre la fluctuation moyenne et la moyenne de cette fluctuation dans une zone. Elle est définie pour chaque composante comme :

$$H_U(x_i, y_i) = \frac{U'(x_i, y_i)}{U'(x_i, y_i)} \quad (79)$$

$$H_V(x_i, y_i) = \frac{V'(x_i, y_i)}{V'(x_i, y_i)} \quad (80)$$

L'invariance des vitesses par rotation est caractérisée par l'isotropie, c'est le ratio d'une composante par rapport à la seconde :

$$I(x_i, y_i) = \frac{U'(x_i, y_i)}{V'(x_i, y_i)} \quad (81)$$

### *iii. Echelle intégrale*

L'échelle intégrale de la turbulence, représentative de la taille des plus grands tourbillons, peut être estimée avec les champs de vitesses. On définit une matrice de la corrélation croisée normalisée pour chaque composante de la vitesse comme :

$$R_{UU}(r_x, r_y) = \frac{\langle U(x_i, y_i)U(x_i + r_x, y_i + r_y) \rangle}{\langle U(x_i, y_i)^2 \rangle} \quad (82)$$

$$R_{VV}(r_x, r_y) = \frac{\langle V(x_i, y_i)V(x_i + r_x, y_i + r_y) \rangle}{\langle V(x_i, y_i)^2 \rangle} \quad (83)$$

Où  $r_x$  et  $r_y$  sont, respectivement, le décalage spatial de chaque coordonnée.

Les échelles intégrales longitudinales et transversales sont définies pour les deux composantes des vecteurs par :

$$L_{Ux} = \int_0^{\infty} R_{UU}(r_x, 0) dr_x \quad (84)$$

$$L_{Uy} = \int_0^{\infty} R_{UU}(0, r_y) dr_y \quad (85)$$

$$L_{Vx} = \int_0^{\infty} R_{VV}(r_x, 0) dr_x \quad (86)$$

$$L_{Vy} = \int_0^{\infty} R_{VV}(0, r_y) dr_y \quad (87)$$

Au cours de nos expériences, les valeurs des corrélations croisées normalisées ( $R_{UU}$  et  $R_{VV}$ ) n'atteignaient pas zéro, l'intégration du signal est tronquée et la détermination de l'échelle intégrale est impossible. Cependant, Karman et Howarth<sup>57</sup> ont montré que les corrélations croisées se comportent comme une exponentielle définie par :

$$R_{UU} \propto \exp\left(-\frac{r}{L_T}\right) \quad (88)$$

Il est alors possible d'estimer les valeurs des échelles intégrales en effectuant une régression linéaire sur le logarithme de la corrélation croisée en fonction du décalage  $r$ . La valeur absolue de la pente de la régression linéaire est égale à l'inverse de l'échelle intégrale. Pour limiter l'impact du bruit, la régression est effectuée sur un décalage de 0 à 20 mm. Les régressions linéaires sont présentées sur la Figure 45.

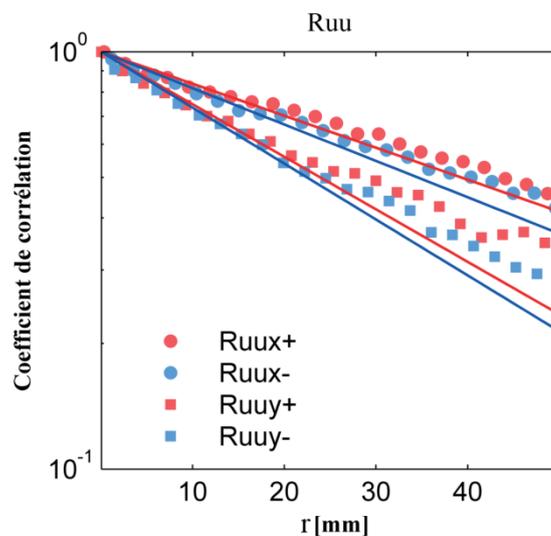


Figure 45 : Détermination des échelles longitudinales et transversales à partir de la corrélation croisée de la composante U de la vitesse.

### 3.3. Méthode d'analyse des vitesses de flamme

La détermination de la vitesse fondamentale de flamme à étirement nul nécessite la connaissance de l'évolution temporelle du rayon de la flamme. Ce dernier est obtenu à partir de l'enregistrement d'images de flamme lors de son expansion sphérique au sein de l'enceinte.

#### 3.3.1. Méthode d'analyse des images de flammes laminaires

Une partie des travaux effectués au cours de cette thèse a porté sur l'amélioration de l'approche adoptée pour le traitement des images Schlieren en vue de la déduction du rayon de la flamme. Le développement ainsi réalisé consiste principalement en l'ajout de fonctionnalités liées à la détection des contours ainsi que l'ajout d'interface graphique facilitant la prise en main utilisateur. Le code de traitement des images utilise la bibliothèque MATLAB<sup>®</sup>, y compris les outils associés au traitement d'image (Image Processing Toolbox).

Avec la nouvelle approche, le traitement de l'image s'effectue en deux étapes principales :

- Ainsi la première étape consiste en l'extraction du rayon de la flamme à partir de ces images, puis l'analyse du rayon selon que l'on considère une évolution linéaire ou non-linéaire de ce dernier avec l'étirement que subit la flamme.
- La seconde étape permet d'obtenir l'échelle de conversion du pixel en millimètre.

La première étape concerne le traitement successif de chaque image. Pour illustrer l'analyse du traitement d'image nous allons prendre un cas test : une flamme hydrogène/air de richesse de 1,58 dont la propagation a été enregistrée dans la bombe sphérique de 56 litres, avec une résolution de 384 x 352 pixels à 48 kHz, soit un total de 133 images sur une durée de 2,75 ms. Seules quatre images seront présentées pour illustrer l'expérience (Figure 46) : les images 33, 66, 99 et 133 à, respectivement, 0,67, 1,35, 2,04 et 2,75 ms.

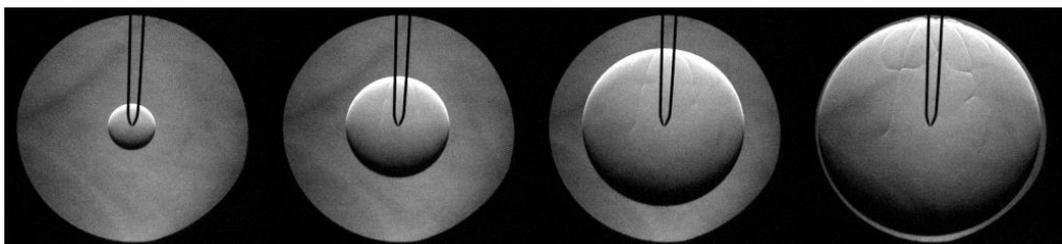


Figure 46 : Visualisation de la propagation d'une flamme  $H_2$ /air à 0,67 ms, 1,35 ms, 2,04 ms et 2,75 ms,  $\Phi = 1,58$ ,  $P = 760$  torr,  $T = 298$  K.

La première étape du traitement d'image est d'effectuer la soustraction absolue de l'image traitée avec l'arrière-plan et d'ajuster l'intensité de l'image. Cette étape permet de s'affranchir des bordures du hublot sur l'image et de faire ressortir la flamme (Figure 47).

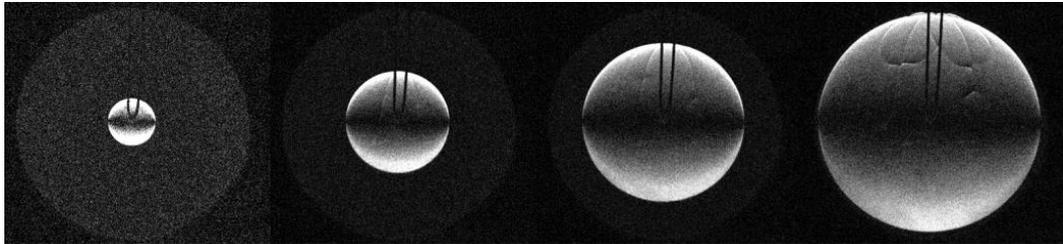


Figure 47 : Images soustraites puis ajustées à 0,67 ms, 1,35 ms, 2,04 ms et 2,75 ms.

La détection du contour de la flamme s'effectue à l'aide de la méthode Canny sur les images soustraites<sup>58</sup>. Cette méthode permet de détecter les contours de l'image en observant le maximum local du gradient de niveau de gris de l'image en utilisant la dérivée d'un filtre gaussien. Cette technique utilise deux seuils (compris entre 0 et 1) : le premier seuil pour détecter les forts gradients de niveau de gris, le second pour détecter les seuils plus faibles qui sont maintenus uniquement s'ils sont connectés aux forts gradients. Si l'on applique directement aux images soustraites la détection des contours à différents seuils (0,1, 0,3, 0,7 et 0,9 sur la Figure 48), on constate que les contours détectés varient entre la partie supérieure de l'image et la partie inférieure de l'image pour un même seuil. Cette variation est directement liée à la méthode d'obturation du Schlieren (dans ce cas, l'image est coupée à la focale avec une lame). Pour un seuil de 0,9 ou 0,7, la partie supérieure de la flamme est correctement détectée alors que la partie inférieure est, soit absente soit rognée pour tous les rayons de flamme. La partie inférieure de l'image est correctement détectée pour un seuil de 0,3 mais un nombre conséquent de contours parasites est apparu sur la partie supérieure de l'image. Pour des seuils trop faibles ( $\leq 0,1$ ), le nombre de contours parasites détectés est trop important. La valeur optimale du seuil varie en fonction de la taille du rayon de la flamme. Pour des petits rayons, des valeurs de seuil élevé semblent convenir alors que pour des flammes de plus grand rayon, des valeurs moyennes de seuil donnent de meilleurs contours.

Par conséquent, le traitement des flammes doit se faire en deux parties, supérieure et inférieure, avec un seuil qui est fonction du rayon de la flamme (Figure 49a). Si l'on applique ce profil à notre série d'images on obtient des contours de flamme plus fidèles à notre expérience (Figure 49b).

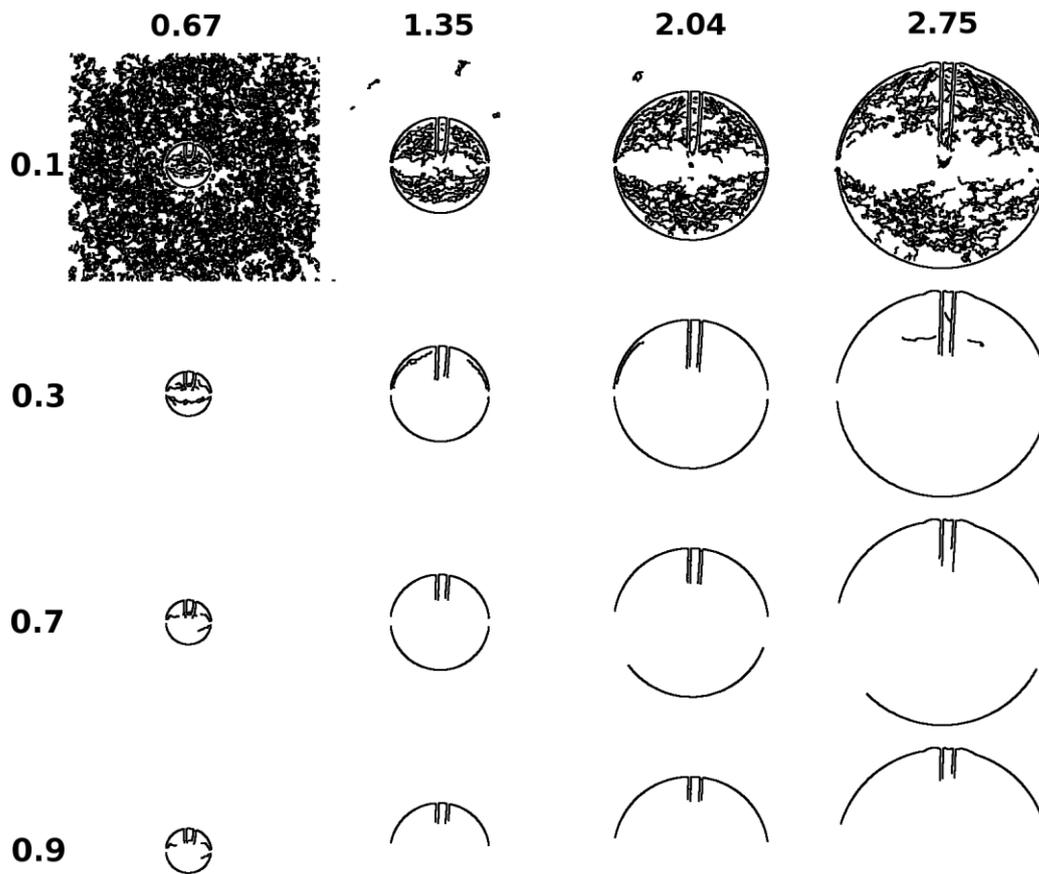


Figure 48 : Détection du contour sur les images soustraites à 4 seuils différents : 0,1, 0,3, 0,7, 0,9.

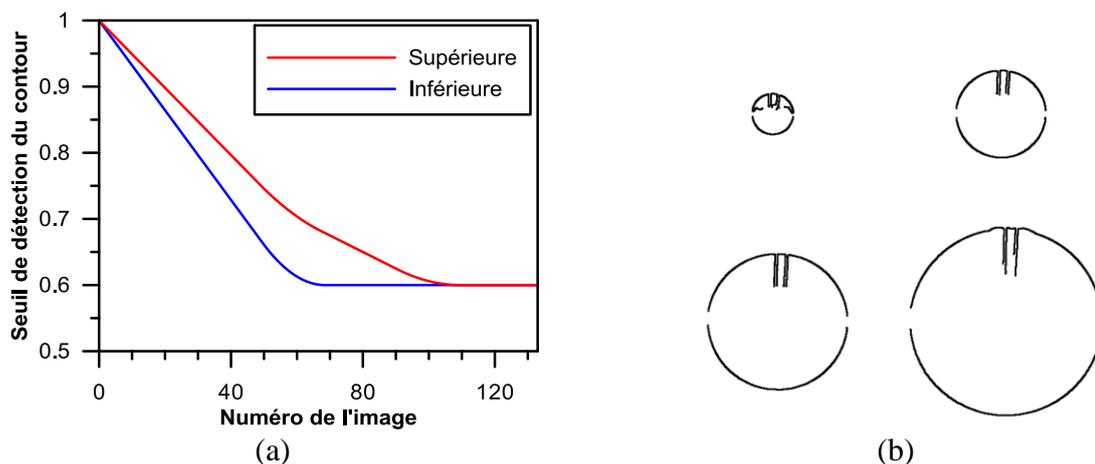


Figure 49 : (a) Profil du seuil pour la détection des contours de flamme et (b) contours de flamme à 0,67 ms, 1,35 ms, 2,04 ms et 2,75 ms.

Malgré la précision de la méthode Canny, il est nécessaire d'appliquer un filtre pour masquer les contours parasites comme les électrodes, des salissures sur le hublot. Une zone de confiance est alors définie. Si les contours détectés sont à l'intérieur de cette zone de

confiance ils sont conservés. Dans le cas contraire, ils ne sont pas pris en compte. La zone de confiance est définie avec un masque principal qui épouse le contour des électrodes et une zone comprise entre le rayon de l'image précédente et une marge de quelques pixels (Figure 50).

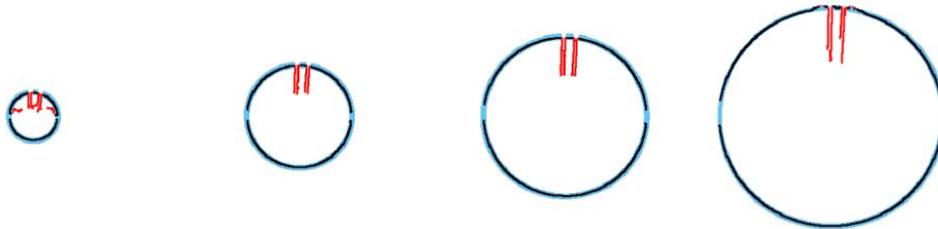


Figure 50 : Contours de flamme pris en compte (noir), exclu (rouge) et zone de confiance (bleu) à 0,67 ms, 1,35 ms, 2,04 ms et 2,75 ms.

Lorsque le contour de flamme est correctement défini, on fait correspondre une ellipse aux points détectés et non un cercle (Figure 51b). Le rayon de la flamme est alors la moyenne du grand axe et du petit axe de l'ellipse. Bien que les variations constatées sur la valeur du rayon entre le cercle et l'ellipse soient minimales, la présente méthode permet d'estimer les distorsions optiques liées au système Schlieren. On obtient alors l'évolution du rayon de la flamme en fonction du temps (Figure 51a).

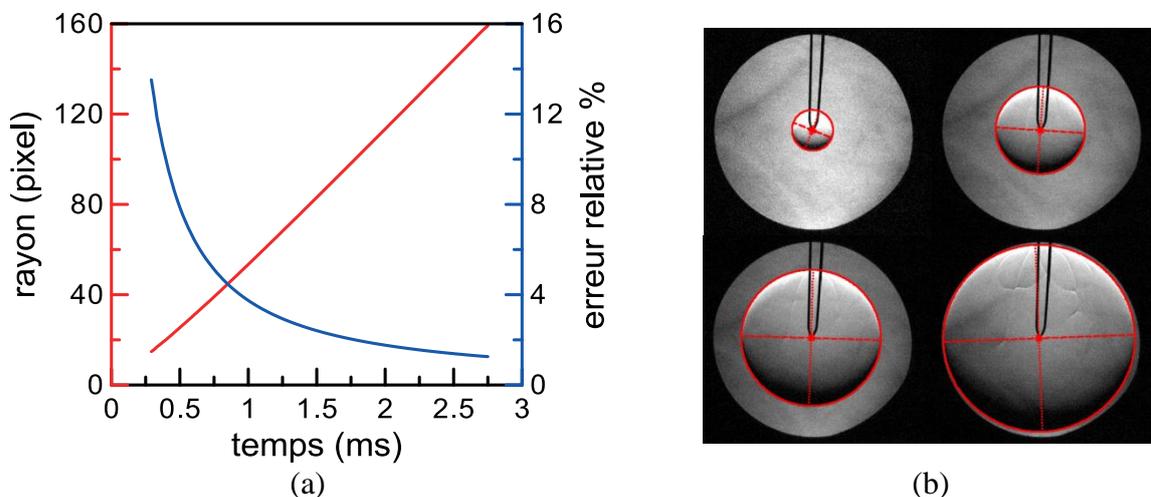


Figure 51 : (a) rayon en fonction du temps (b) Ellipse détectée à 0,67 ms, 1,35 ms, 2,04 ms et 2,75 ms

Si on considère une erreur sur la détection du rayon de plus ou moins un pixel, on obtient l'erreur relative sur le rayon présentée sur le graphique ci-dessus.

La deuxième étape concerne la détermination de l'échelle de l'expérience. Cette dernière est obtenue en effectuant la détection du contour du hublot sur une image où aucune flamme n'est présente (Figure 52). Le procédé est quasiment identique à la détection du

contour, application de la méthode Canny, masque des contours parasites et ajustement d'une ellipse aux points.

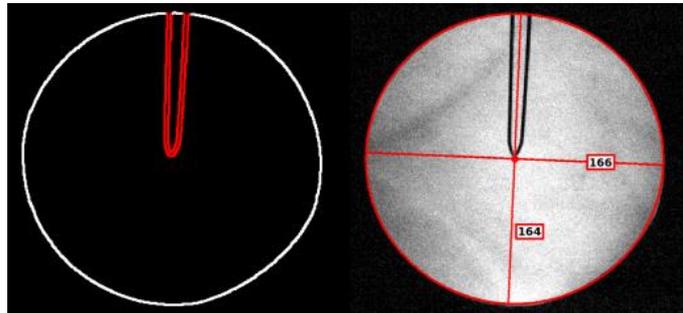


Figure 52 : Détection du contour du hublot pour obtenir l'échelle (a) Contour du hublot, en blanc les contours conservés, en rouge les contours exclus (b) Ellipse ajustée à la fenêtre d'observation.

### 3.3.2. Détermination des vitesses de flamme laminaire non-étirée et des longueurs de Markstein

Lorsque les rayons sont correctement détectés, on applique la théorie asymptotique des flammes pour obtenir la vitesse fondamentale à étirement nul. La première étape est de vérifier durant la phase d'observation, que la pression reste constante<sup>59</sup>. Sur la Figure 53, le profil de pression est enregistré au cours du temps. Suite à l'inflammation du mélange combustible, la flamme se propage depuis le centre de l'enceinte vers la paroi de cette dernière. Ainsi, la pression croît au fur et à mesure que la combustion progresse dans l'enceinte. Lorsque la totalité du volume est brûlée, la pression enregistrée atteint sa valeur maximale. Puis, elle décroît suite aux pertes de chaleur à la paroi, ce qui entraîne un abaissement de la température des gaz brûlés et une condensation de la vapeur d'eau. Ainsi, durant la phase d'enregistrement de la progression de la flamme par la caméra, la pression demeure constante puisque moins de 1 % du volume total des gaz frais est brûlés comme on peut la voir sur la Figure 53.

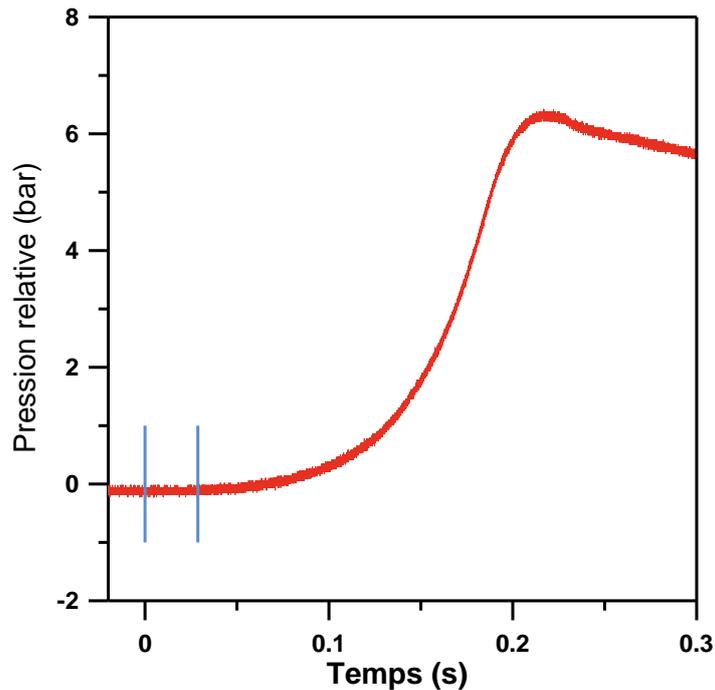


Figure 53 : Evolution de la pression au cours du temps. En bleu le temps de la première image et dernière image observées.

L'énergie déposée par l'étincelle électrique excède généralement l'énergie minimum d'inflammation. Aussi, la flamme initiée se verra poussée par l'énergie excédentaire. Il faudra attendre une certaine distance avant que cette énergie initiale ne soit dissipée. Ainsi, lorsque l'on déduit la vitesse de propagation de la flamme et qu'elle est reportée en fonction du rayon de la flamme, on note d'abord une décroissance de la vitesse de la flamme avant de la voir augmenter à nouveau. Cette première phase où la vitesse de la flamme est modifiée par l'énergie déposée ne doit pas être prise en compte dans la dérivation de la vitesse de propagation de la flamme. On considère alors qu'au-delà d'un rayon minimum de 10 mm on peut s'affranchir de ces effets<sup>60</sup> comme on peut le voir sur la Figure 54.

Le rayon maximum est limité, soit à la taille maximum de la flamme au travers de la fenêtre, soit à l'apparition de cellules sur la surface de la flamme. En effet, si la flamme se plisse, elle n'est plus considérée comme l'enveloppe d'une sphère et l'étirement associé n'est plus proportionnel au rayon de la flamme (équations (89) et (90)).

La vitesse spatiale de la flamme est alors exprimée en fonction de l'étirement de la flamme. Aux résultats expérimentaux, sont appliqués les deux modèles pour déterminer les valeurs optimales de la vitesse de flamme à étirement nul,  $V_s^0$ , et la longueur de Markstein associée,  $L_b$ . L'évolution de la vitesse de propagation en fonction de l'étirement est tracée sur la Figure 54.

linéaire 
$$V_s^0 - V_s = L_b \kappa \quad (89)$$

non-linéaire 
$$\left(\frac{V_s}{V_s^0}\right)^2 \ln\left(\frac{V_s}{V_s^0}\right) = -2 \frac{L_b \kappa}{V_s^0} \quad (90)$$

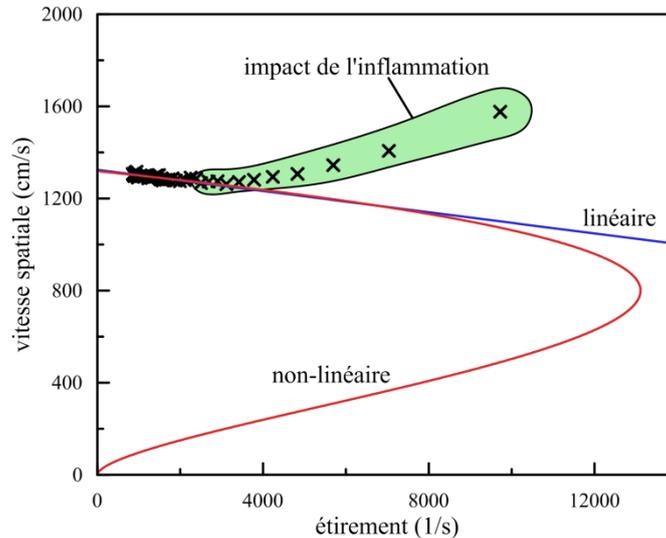


Figure 54 : Vitesse spatiale de flamme en fonction de l'étirement. Points pleins pris en compte pour la régression, points creux exclus. En rouge, trait plein le modèle non-linéaire, pointillé le modèle linéaire

### 3.3.3. Méthode d'analyse des images de flammes turbulentes

Le traitement des images des flammes laminaires pour déterminer le contour de la flamme n'est pas directement applicable aux flammes turbulentes : la méthode Canny va aussi détecter tous les plissements de la flamme rendant impossible la détection du contour. Il est alors délicat de différencier automatiquement les contours utilisables des contours parasites. Une nouvelle procédure a été développée, au cours de ce travail qui consiste à binariser la flamme en une partie gaz brûlés et une partie gaz frais. La binarisation (Figure 55b) s'effectue sur la flamme soustraite en appliquant un seuil au niveau de gris de l'image (Figure 55a). Un ensemble de filtres morphologiques (effacement des pixels solitaires, fermeture de la zone binaire où sont présentes les électrodes, remplissage des trous, dilatation, érosion) est ensuite appliqué à l'image binarisée (Figure 55c). Ce binaire filtré est ensuite ajouté à la binarisation précédente pour obtenir la zone des gaz brûlés (Figure 55c). On détecte le contour de la zone binarisée pour obtenir le contour de flamme (Figure 55d) et on vérifie que le contour épouse correctement la flamme (Figure 55e).

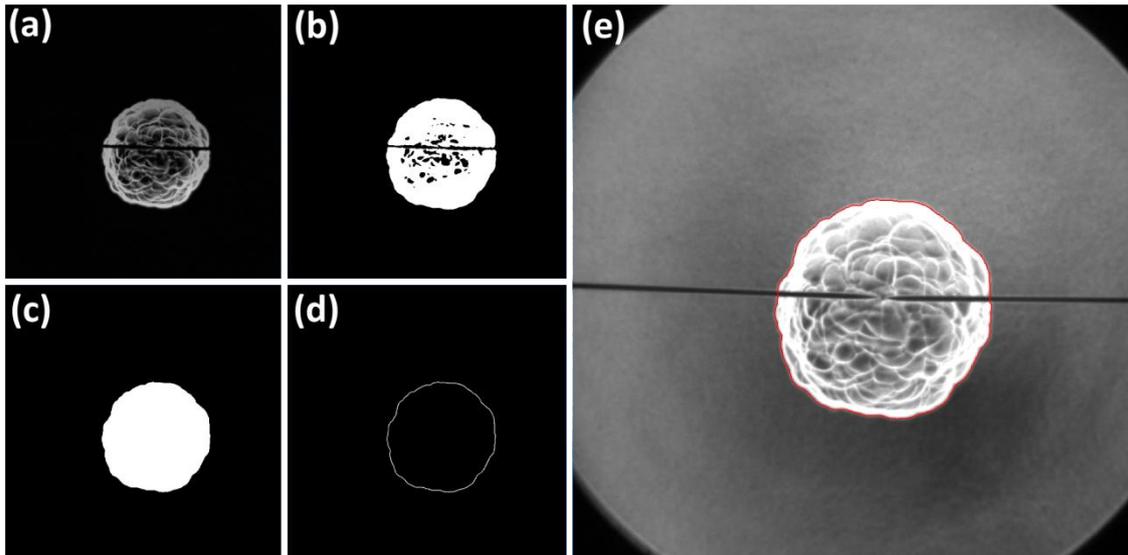


Figure 55 : Exemple de traitement, (a) image d'origine, (b) image soustraite, (c) image binarisée, (d) contour de la binarisation (e) contour sur l'image (f) différents rayon associé au contour détecté

Pour une flamme turbulente, il est possible de définir plusieurs rayons en fonction des surfaces et périmètres détectés<sup>61</sup>. Deux définitions ont été retenues (Figure 56b et Figure 55e) :

- la surface de flamme détectée (rouge et orange) est ramenée à un rayon,  $r_{surf}$  en considérant l'aire détectée comme celle d'un disque ;
- on fait correspondre un cercle de rayon  $r_{0,5}$  de sorte que la surface des gaz brûlés à l'extérieur de ce cercle (rouge) soit égale à la surface des gaz frais à l'intérieur de ce cercle (jaune).

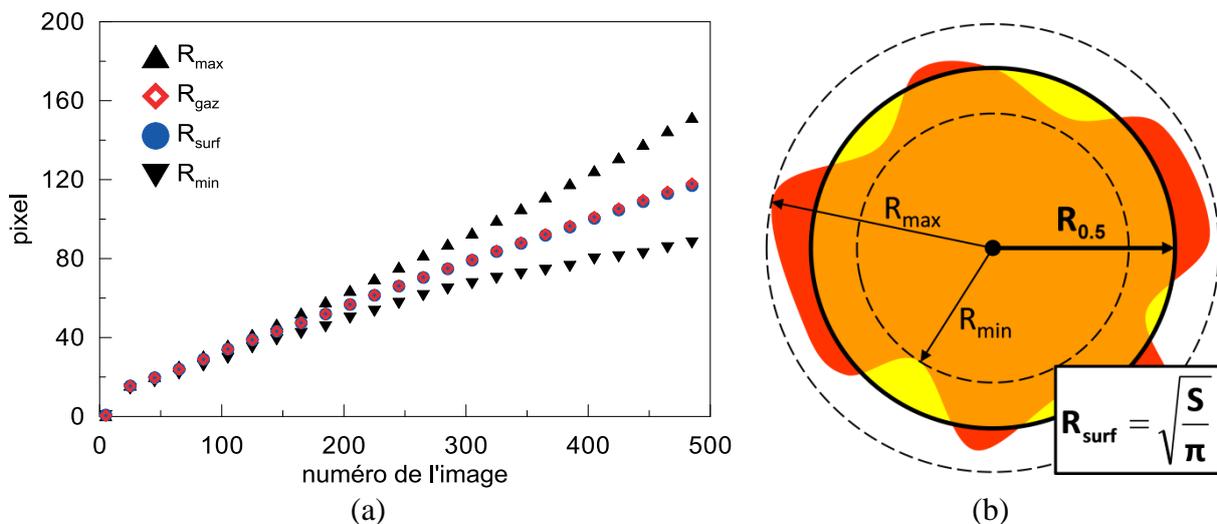


Figure 56 : (a) rayon turbulent en fonction du temps (b) Ellipse détectée à 0,67 ms, 1,35 ms, 2,04 ms et 2,75 ms

Les différences entre les deux valeurs sont minimales, au rayon maximal détecté le rayon de surface est de 130,27 pixels et le rayon des gaz est de 131,77 pixels. Sachant que le pixel mesure environ 200  $\mu\text{m}$  la différence entre les deux cas est infime, 300  $\mu\text{m}$ . Seul le rayon de surface sera conservé car l'algorithme pour mesurer le rayon des gaz est beaucoup plus long, par rapport au gain de la précision de la mesure.

### 3.3.4. Méthode d'analyse des images de tomographie

La détection des contours de flamme sur les images tomographiques a nécessité une nouvelle procédure d'analyse d'image. En utilisant le gradient des niveaux de gris de l'image, on détecte la position du front de flamme sur chaque image. Le front de flamme détecté est tronqué car l'observation s'effectue uniquement sur la partie inférieure de la flamme.

On estime le rayon,  $r$ , d'une flamme équivalente lisse en ajustant un cercle sur le front de flamme détecté (Figure 57). Le centre de ce cercle est fixé au point d'inflammation de la flamme. La surface d'une flamme sphérique équivalente,  $A_{sphère}$ , est égale à :

$$A_{sphère} = 4\pi r^2 \quad (91)$$

En mesurant la longueur du front de flamme détecté,  $l_f$ , et l'arc de cercle,  $\theta$ , entre le premier point détecté, le dernier point détecté et la position du point d'inflammation on définit la surface de la flamme plissée,  $A_{plissée}$ , comme :

$$A_{plissée} = 4\pi \left( \frac{l_{plissée}}{\theta} \right)^2 \quad (92)$$

Le facteur d'amplification de la surface,  $AF_{SURF}$ , défini par le rapport de la flamme plissée avec une flamme sphérique lisse est égal à :

$$AF_{SURF} = \frac{A_{plissée}}{A_{sphère}} = \left( \frac{l_{plissée}}{r\theta} \right)^2 \quad (93)$$

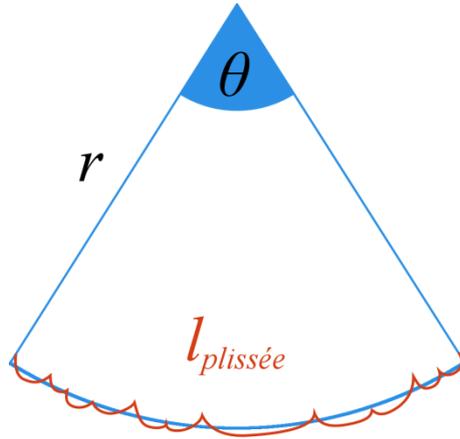


Figure 57 : Longueur du contour de la flamme plissée,  $l_f$  et rayon,  $r$ , d'une sphère lisse équivalente détecté par tomographie laser.

### 3.4. Conclusion

Dans ce chapitre a été décrite la procédure de remplissage de l'enceinte. L'incertitude sur la mesure de la richesse, la température et la pression initiale est inférieure à 1 % de la valeur nominale. Une description complète de la vélocimétrie par image de particule est présentée, traitement de l'image, extraction des vecteurs de vitesses et grandeurs moyenne de la vitesse du fluide. Les améliorations apportées à la méthodologie de traitement des images pour l'obtention de la vitesse de flamme laminaire sont présentées. Un nouveau code a été mis au point permettant la mesure des rayons pour les flammes turbulentes.

# CHAPITRE 4. PROPAGATION DES FLAMMES EN MILIEU INITIALEMENT QUIESCENT

Ce chapitre est dédié à l'étude de la propagation des flammes en milieu initialement quiescent. Les résultats présentés porteront sur : (i) la mesure de la vitesse de flamme laminaire ; (ii) la mesure de la longueur de Markstein en fonction de la richesse du mélange ; (iii) la modélisation de l'épaisseur de flamme, l'énergie d'activation, le nombre de Zeldovich et le nombre de Lewis ; (iv) les rayons critiques d'apparition des instabilités hydrodynamiques et (v) l'accélération induite par les instabilités sur la flamme.

## 4.1. Vitesses fondamentales de flamme

La vitesse fondamentale de flamme, appelée aussi vitesse laminaire de combustion est un paramètre très important aussi bien pour la validation d'une cinétique chimique détaillée ou réduite que pour son implication dans les modèles de turbulence comme nous l'avons vu dans le chapitre bibliographique. La première étape de ce travail a été d'évaluer la méthode de détermination de ce paramètre lorsque l'on utilise une bombe sphérique. En effet, la méthodologie de la bombe sphérique repose sur l'enregistrement rapide de l'accroissement de la taille de la flamme au cours du temps. Aussi, cela suppose-t-il l'utilisation de différents systèmes :

- Pour visualiser la flamme, dans notre cas, elle est rendue visible par un système Schlieren qui permet de mettre en image la dérivée de la masse volumique des gaz ;
- La capture de la progression de la flamme au moyen d'une caméra rapide caractérisée par une fréquence d'acquisition (nombres d'images par seconde) et la résolution de l'élément photosensible (nombres de pixels constituant le CCD).

Au dispositif de visualisation et de capture des images, se rajoute l'effet de la taille de l'enceinte (ainsi que sa forme) qui se traduit par la vérification de l'hypothèse selon laquelle

l'enregistrement de la flamme ne se fait que durant la période où la pression initiale est constante, mais aussi d'analyser l'impact de la taille de la flamme sur la valeur finale de la vitesse fondamentale de flamme.

Nous allons ainsi étudier plus en détail l'impact de 3 paramètres importants sur la détermination d'une vitesse fondamentale de flamme :

- Fréquence d'acquisition de la caméra et la résolution spatiale
- Domaine de rayons de flamme considéré
- Méthode linéaire ou non-linéaire.

#### **4.1.1. Effet de la résolution et de la fréquence sur les vitesses spatiales de flamme**

Avec l'amélioration des techniques expérimentales, la résolution et la fréquence d'acquisition des images n'a fait qu'augmenter au cours de ces dernières années. Cette partie traitera de l'impact de ces améliorations techniques sur les mesures de vitesses de flamme. Pour apprécier cet effet, deux approches seront adoptées : (i) comparer plusieurs essais à différentes résolutions et fréquences pour un même mélange, (ii) réduire artificiellement la résolution et la fréquence d'acquisition sur une même flamme et déterminer l'impact de ces deux paramètres sur la valeur de la vitesse de flamme laminaire.

Pour être dans les conditions idéales pour mener cette étude, il est nécessaire de choisir un mélange pour lequel la flamme est lisse sur tout le domaine de visualisation de la bombe sphérique BSII. Or, dans le cas des mélanges  $H_2$ /air, cela nous amènerait à utiliser des mélanges pour lesquels les vitesses fondamentales de flamme sont très rapides rendant très difficile l'étude. Cette étude a donc été menée en utilisant des mélanges  $CH_4$ /air pour lequel la valeur maximale de la vitesse fondamentale de flamme, à pression initiale de 1 bar et à température initiale de 298 K, est de 36 cm/s alors qu'elle est de 280 cm/s pour l'hydrogène.

Le Tableau 2 résume les différentes configurations investiguées en termes de résolution, fréquence et composition du mélange utilisé.

Modèles de caméra	Résolution (pixel <sup>2</sup> )	Fréquence d'acquisition (kHz)	Nombre d'expériences pour le méthane à richesse :	
			0,8	1,1
Phantom v1210	768x768	19	4	4
et	512x512	19	4	3
Phantom v711	384x384	19	2	4
Photron APX	512x512	6	3	2

Tableau 2 : Modèles de caméra utilisés avec la résolution et la fréquence d'acquisition des images correspondante. Nombre d'essais effectué aux mélanges CH<sub>4</sub>/air correspondant.

Sur la Figure 58 est représentée la valeur de la vitesse de flamme laminaire déterminée en fonction de la résolution des images acquises avec la caméra.

L'effet de la résolution sur la détermination de la vitesse de flamme est faible pour les deux mélanges. Pour le mélange CH<sub>4</sub>/air de richesse 1,1 la vitesse augmente de 36,35 cm/s à 36,85 cm/s soit une augmentation de 1.35 %. Les variations du mélange CH<sub>4</sub>/air de richesse 0,8 sont inférieures au pourcent. Par contre, l'écart-type des vitesses recueillies est notablement plus grand dans le cas de la Photron APX. Ainsi, il est multiplié par un facteur 1,5 par rapport à celui observé avec la Phantom V1210 pour une richesse de 1,5. Il augmente à 3 lorsque la richesse est de 0,8. La fréquence d'acquisition et la sensibilité du capteur peuvent expliquer cette différence entre les deux modèles.

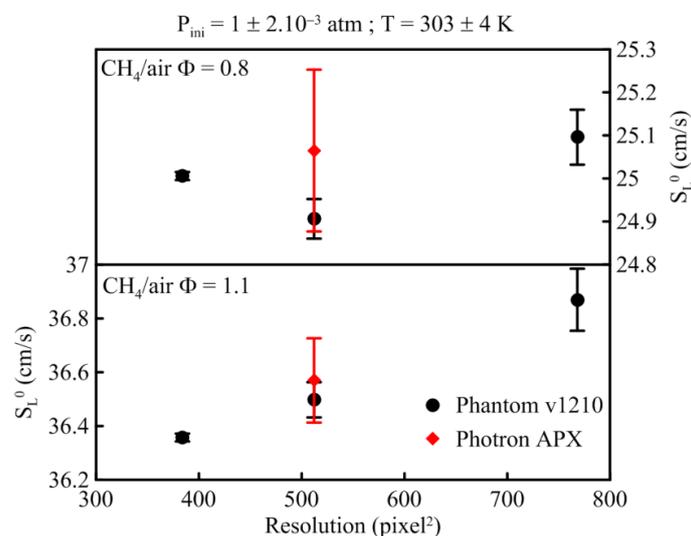


Figure 58 : Vitesses de flamme laminaire pour des mélanges CH<sub>4</sub>/air à richesses 1,1 et 0,8 1 atm et 303K à trois résolutions (768x768 ; 512x512 ; 384x384). Les écart types aux valeurs sont représentés par les barres d'erreur.

Pour isoler les effets de la résolution et de la fréquence d'acquisition des images, une expérience de référence a été choisie (CH<sub>4</sub>/air richesse 1,1 ; 768 x 768 pixels<sup>2</sup> ; 19 kHz). Les images de cette expérience ont été réduites par interpolation à 512 x 512, 384 x 384 et 256 x 256 pixels<sup>2</sup>.

Les vitesses spatiales de flamme obtenues à différentes résolutions sont présentées sur la Figure 59. Les valeurs sont comprises entre 250 et 253 mm/s pour une valeur nominale de 251,5 mm/s. L'effet de la résolution sur la valeur finale de  $S_L^0$  est plus prononcé, l'erreur estimée sur la valeur déterminée par la régression est plus importante (2 %) pour une faible résolution. Comme l'erreur retenue sur le rayon est le pixel, il est fonction de la résolution de l'image allant de 0,406 mm/pixel pour des images de 256 x 256 à 0,135 mm/pixel pour des images de 768 x 768. Les valeurs de vitesses sont très proches pour les quatre différentes résolutions, les variations ne dépassent pas le pourcent de la valeur de référence.

L'impact de la résolution et de la fréquence d'acquisition sur la valeur des vitesses de flamme reste limité. En revanche, les améliorations permettent d'augmenter le niveau de confiance des résultats en réduisant les marges d'erreurs associées à la mesure.

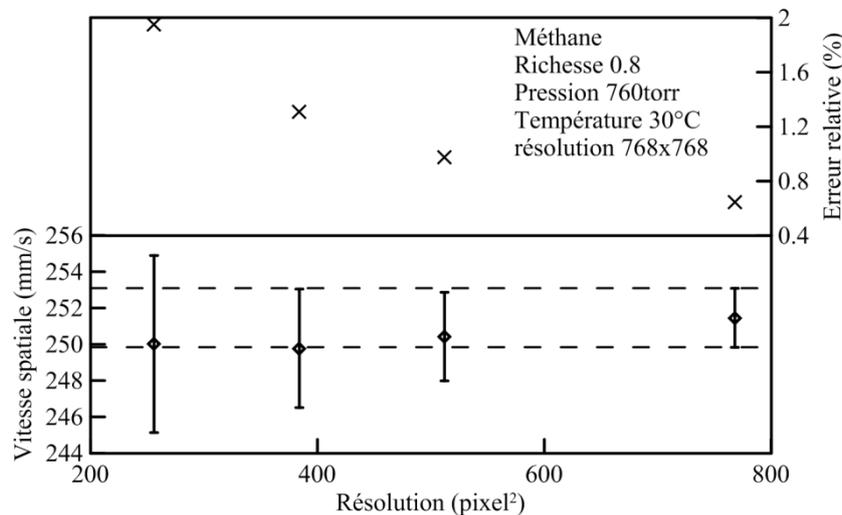


Figure 59 : Vitesses spatiales de flamme et erreur relative en fonction de la résolution.

De même, la fréquence a été réduite en prenant une image sur 2, 3, 4 jusqu'à 9 sur une flamme de mélange éthane/air à richesse 0,8. Le rayon minimum et maximum utilisé pour la détermination de la vitesse de flamme est identique pour chaque expérience.

Les vitesses spatiales de flamme obtenue à différentes fréquence d'acquisition pour des mélanges éthane/air sont présentées sur la Figure 60. Les valeurs sont comprises entre 1 989 et 1 994 mm/s pour une valeur nominale de 1 994 mm/s. L'écart entre les valeurs obtenues n'est pas très significatif sur la détermination de la vitesse de combustion et l'erreur relative estimée sur chaque valeur reste inférieur à 0,66 %.

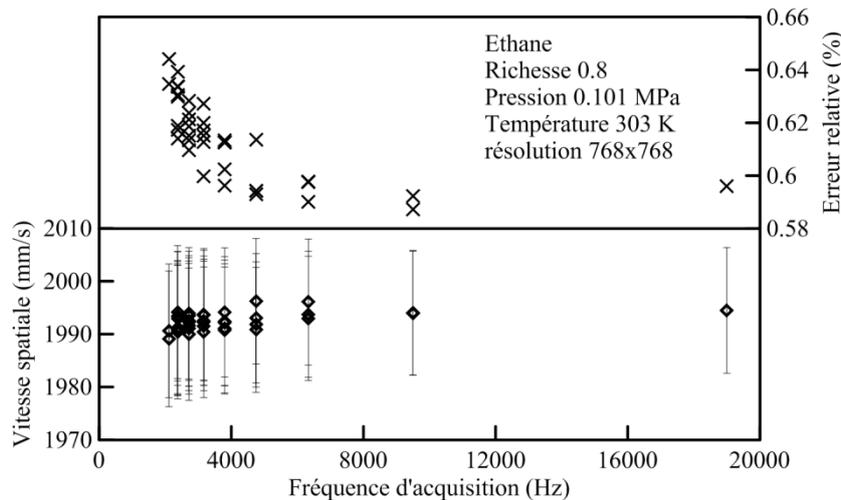


Figure 60 : Vitesses spatiales de flamme et erreur relative en fonction de la fréquence d'acquisition des images.

#### 4.1.2. Effets de la plage de donnée sur les mesures de vitesses de flamme

Comme cela a déjà été évoqué dans le paragraphe 3.3.2, le rayon minimum doit être supérieur à 10 mm afin de s'assurer que la propagation de la flamme n'est plus modifiée par l'énergie d'allumage et le rayon maximum est limité soit par la taille de la fenêtre soit par l'apparition de cellules sur la surface de la flamme. Quatre cas, mesurés avec la bombe sphérique BSII, ont été choisis pour cette étude ;

- une flamme lisse de méthane de richesse 1,1,
- une flamme lisse de méthane de richesse 0,8,
- une flamme lisse d'hydrogène de richesse 2,38,
- une flamme d'hydrogène de richesse 0,6 où des instabilités thermo-diffusives apparaissent quand le rayon atteint 21 mm.

Pour chacune des flammes, les vitesses de flamme et les longueurs de Markstein sont calculées par les méthodes linéaire (89) et non-linéaire (90) en faisant varier le rayon minimum et le rayon maximum.

##### *i. Mélange méthane/air à une richesse de 1,1*

Dans le cas du mélange méthane/air à une richesse de 1,1, les résultats de cette étude paramétrique sont résumés dans la Figure 61, la Figure 62 et le Tableau 3. Dans le cas de la résolution non-linéaire, la Figure 61 représente l'évolution de la vitesse spatiale à étirement nul lorsque le domaine des rayons considérés est compris entre un rayon minimum dont les

valeurs sont comprises entre 4 et 20 mm et un rayon maximum compris entre 20 et 46 mm avec une échelle de couleurs. La distance minimale que peut parcourir la flamme est fixée à 15 mm : c'est la distance minimale considérée entre le rayon maximum et le rayon minimum. De même, dans le cas du modèle linéaire, la Figure 62 représente l'évolution de la vitesse spatiale à étirement nul en fonction du domaine des rayons considérés. Les valeurs de la vitesse spatiale à étirement nul et de la longueur de Markstein calculées par les méthodes linéaire et non-linéaire pour des valeurs notables du domaine des rayons considérés (**a**, **b**, **c**, **d**, **e**, **f**) sont reportées dans le Tableau 3. Le point (**a**) correspond au point de référence car le rayon minimum est supérieur à 10 mm et le domaine de rayon est maximum. Le rayon minimum varie de 5 mm à 20 mm avec un rayon maximum de 44 mm (rayon maximum enregistré) pour les points (**a**) à (**d**). Du point (**a**) au point (**e**), le rayon maximum varie de 44 mm à 30 mm avec un rayon minimum de 10 mm. Le point (**f**) correspond à un rayon minimum de 8 mm et un rayon maximum de 24 mm.

Dans le cas de la méthode de régression non-linéaire, sur l'ensemble du domaine,  $V_S^0$  varie entre 2 650 mm/s et 2 770 mm/s ce qui souligne le fort impact du domaine de rayon considéré. Lorsque que le rayon minimum considéré est inférieur à 9 mm, l'impact de l'énergie d'allumage est notable,  $V_S^0$  diminue de 2 720 mm/s à 2 650 mm/s avec la diminution du rayon minimum. L'impact du rayon minimum entre 10 mm et 20 mm est relativement faible sur  $V_S^0$  lorsque  $r_{\max} = 44$  mm, la  $V_S^0$  des points (**a**), (**b**) et (**c**) varie entre 2 731 mm/s et 2 745 mm/s (soit une variation de 0,5 %). L'impact du rayon maximum entre 30 mm et 44 mm est négligeable sur  $V_S^0$  lorsque  $r_{\min} = 10$  mm, la  $V_S^0$  des points (**a**) et (**e**) varie entre 2 731 mm/s et 2 739 mm/s. Lorsque la différence entre  $r_{\max}$  et  $r_{\min}$  est proche de 15 mm, les variations de  $V_S^0$  sont élevées, le domaine de rayon considéré doit donc être maximisé pour augmenter la confiance sur les mesures de  $V_S^0$ .

Dans le cas de la méthode de régression linéaire, sur l'ensemble du domaine,  $V_S^0$  varie entre 2 730 mm/s et 2 840 mm/s. Contrairement à la méthode non-linéaire, les  $r_{\min} < 10$  mm augmentent fortement la valeur de  $V_S^0$ . De plus, l'impact du rayon minimum entre 10 mm et 20 mm est élevé sur  $V_S^0$  lorsque  $r_{\max} = 44$  mm, la  $V_S^0$  des points (**a**), (**b**) et (**c**) varie entre 2 737 mm/s et 2 770 mm/s (soit une variation de 1,3 %). soit un écart deux fois plus important que celui observé avec la méthode non-linéaire. Les variations de  $V_S^0$  observées lorsque l'on fixe le rayon minimum sont élevées,  $V_S^0 = 2 770$  mm/s au point (**a**) et  $V_S^0 = 2 804$  mm/s au point (**e**) (soit une variation de 1,3 %).

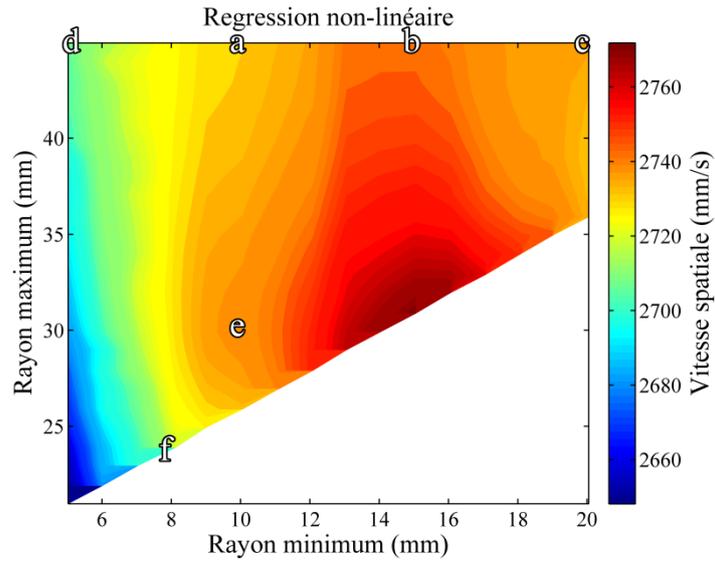


Figure 61 : Evolution de la vitesse spatiale à étirement nul, calculée par la méthode non-linéaire, en fonction du domaine des rayons de flamme utilisés. Mélange  $\text{CH}_4/\text{air}$  richesse 1,1. Pression 101,3 kPa. Température 303 K.

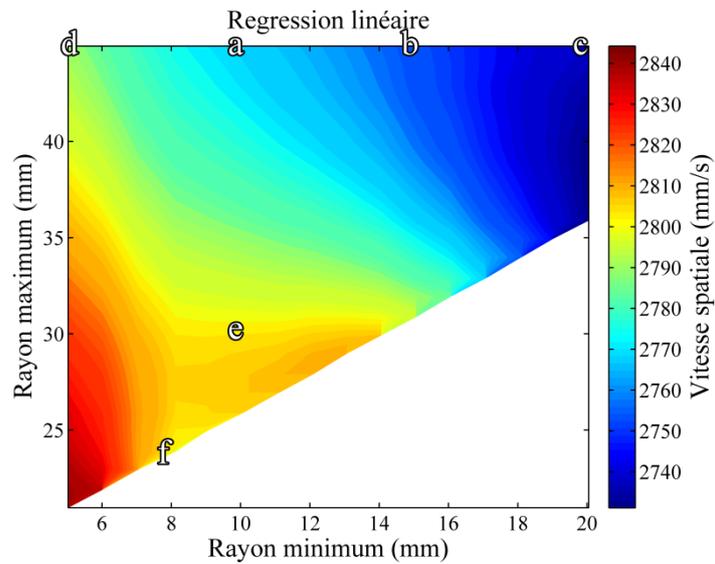


Figure 62 : Evolution de la vitesse spatiale à étirement nul, calculée par la méthode linéaire, en fonction du domaine des rayons de flamme utilisés. Mélange  $\text{CH}_4/\text{air}$  richesse 1,1. Pression 101,3 kPa. Température 303 K.

	Rayon (mm)		Méthode linéaire		Méthode non-linéaire	
	minimum	maximum	$V_S^0$ (mm/s)	$L_b$ (mm)	$V_S^0$ (mm/s)	$L_b$ (mm)
a	10,1	44,0	2 770	1,18	2 731	0,87
b	15,1	44,0	2 754	1,09	2 745	0,93
c	20,1	44,0	2 737	0,98	2 735	0,90
d	5,0	44,0	2 792	1,29	2 705	0,77
e	10,1	29,9	2 804	1,30	2 739	0,88
f	8,1	23,9	2 801	1,30	2 719	0,84

Tableau 3 : Vitesse spatiale à étirement nul et longueur de Markstein, calculée par la méthode linéaire et non-linéaire, en fonction du domaine des rayons de flamme utilisés. Mélange  $CH_4$ /air richesse 1,1. Pression 101,3 kPa. Température 303 K.

### ii. Mélange méthane/air à une richesse de 0,8

Le cas du mélange méthane/air à une richesse de 0,8, les résultats de cette étude paramétrique sont résumés dans la Figure 63 pour la méthode non-linéaire, la Figure 64 pour la méthode linéaire et le Tableau 4 regroupe les valeurs de la vitesse spatiale à étirement nul et la longueur de Markstein.

Dans le cas de la méthode de régression non-linéaire, sur l'ensemble du domaine,  $V_S^0$  varie entre 1 450 mm/s et 1 660 mm/s. Lorsque que le rayon minimum considéré est inférieur à 8 mm, l'impact de l'énergie d'allumage est notable,  $V_S^0$  diminue avec la diminution du rayon minimum. L'impact du rayon minimum entre 10 mm et 20 mm est relativement faible sur  $V_S^0$  lorsque  $r_{\max} = 44$  mm, la  $V_S^0$  des points (a), (b) et (c) varie à  $\pm 10$  mm/s. L'impact du rayon maximum entre 30 mm et 44 mm est relativement faible sur  $V_S^0$  lorsque  $r_{\min} = 10$  mm, la  $V_S^0$  des points (a) et (e) varie entre 1 647 mm/s et 1 657 mm/s (soit une variation de 0,6 %).

Dans le cas de la méthode de régression linéaire, sur l'ensemble du domaine,  $V_S^0$  varie entre 1 660 mm/s et 1 500 mm/s. Contrairement au mélange méthane/air à richesse 1,1, les valeurs ont la même répartition pour le domaine de rayon considéré pour les deux méthodes. Pour ce mélange  $CH_4$ /air à richesse 0,8, la longueur de Markstein de référence, calculée avec la méthode linéaire, est égale à 0,58 mm alors que le mélange  $CH_4$ /air à richesse 1,1, la longueur de Markstein est égale à 1,18 mm. Une valeur élevée de la longueur de Markstein induit une forte variation de  $V_S^0$  calculée par la méthode linéaire en fonction du domaine de rayon considéré.

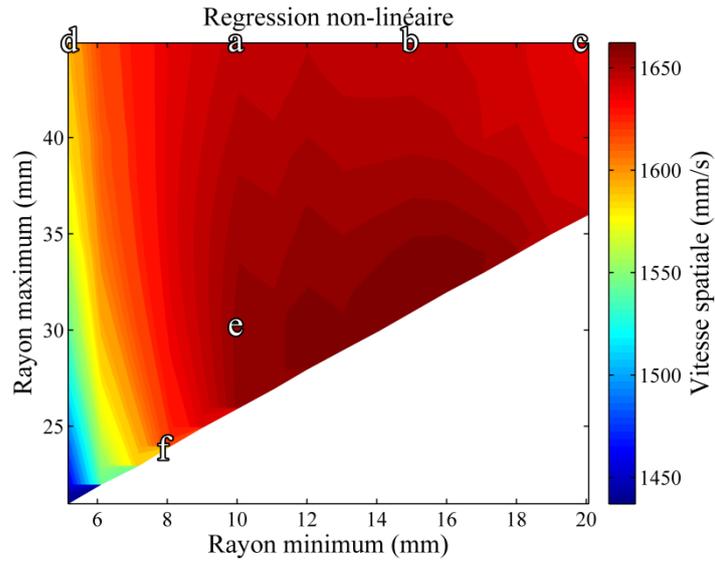


Figure 63 : Evolution de la vitesse spatiale à étirement nul, calculée par la méthode non-linéaire, en fonction du domaine des rayons de flamme utilisés. Mélange  $\text{CH}_4/\text{air}$  richesse 0,8. Pression 101,3 kPa. Température 303 K.

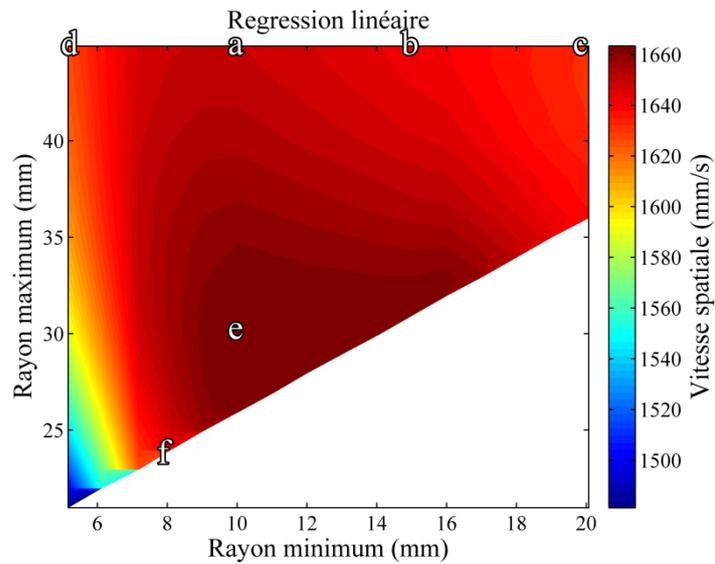


Figure 64 : Evolution de la vitesse spatiale à étirement nul, calculée par la méthode linéaire, en fonction du domaine des rayons de flamme utilisés. Mélange  $\text{CH}_4/\text{air}$  richesse 0,8. Pression 101,3 kPa. Température 303 K.

	Rayon (mm)		Méthode linéaire		Méthode non-linéaire	
	minimum	maximum	$V_S^0$ (mm/s)	$L_b$ (mm)	$V_S^0$ (mm/s)	$L_b$ (mm)
a	10,1	44,0	1 650	0,58	1 647	0,52
b	15,0	44,0	1 642	0,51	1 646	0,52
c	20,1	44,0	1 631	0,40	1 637	0,45
d	5,2	44,0	1 625	0,39	1 590	0,12
e	10,1	30,0	1 665	0,67	1 657	0,56
f	8,1	24,0	1 644	0,56	1 622	0,41

Tableau 4 : Vitesse spatiale à étirement nul et longueur de Markstein, calculée par la méthode linéaire et non-linéaire, en fonction du domaine des rayons de flamme utilisés. Mélange  $CH_4$ /air richesse 0,8. Pression 101,3 kPa. Température 303 K.

### iii. Mélange hydrogène/air à une richesse de 2,38

Le troisième cas étudié est un mélange hydrogène/air à une richesse de 2,38. Les résultats sont résumés dans la Figure 65 pour la méthode non-linéaire, la Figure 66 pour la méthode linéaire et le Tableau 5 regroupe les valeurs de la vitesse spatiale à étirement nul et la longueur de Markstein.

Dans le cas de la méthode de régression non-linéaire, sur l'ensemble du domaine,  $V_S^0$  varie entre 14 700 mm/s et 15 200 mm/s. Pour un même rayon minimum,  $V_S^0$  augmente avec la diminution du rayon maximum,  $V_S^0$  augmente de 15 058 mm/s à 15 170 mm/s du point (a) vers le point (e) (soit une variation de 0,8 %). Si l'on se fixe une valeur de rayon maximum,  $V_S^0$  oscille avec l'augmentation du rayon minimum autour d'une valeur de 15 080 mm/s. Comme pour les flammes de méthane, lorsque la différence entre  $r_{\max}$  et  $r_{\min}$  est proche de 15 mm, les variations de  $V_S^0$  sont élevées.

Dans le cas de la méthode de régression linéaire, sur l'ensemble du domaine,  $V_S^0$  varie entre 15 500 mm/s et 15 000 mm/s. Contrairement à la méthode linéaire, les  $r_{\min} < 10$  mm augmentent fortement la valeur de  $V_S^0$ . De plus, l'impact du rayon minimum entre 10 mm et 20 mm est élevé sur  $V_S^0$  lorsque  $r_{\max} = 44$  mm, la  $V_S^0$  des points (a), (b) et (c) varie entre 15 145 mm/s et 15 025 mm/s (soit une variation de 0,8 %). Les variations de  $V_S^0$  observées lorsque l'on fixe le rayon minimum sont très élevées,  $V_S^0 = 15 145$  mm/s au point (a) et  $V_S^0 = 15 270$  mm/s au point (e) (soit une variation de 0,9 %).

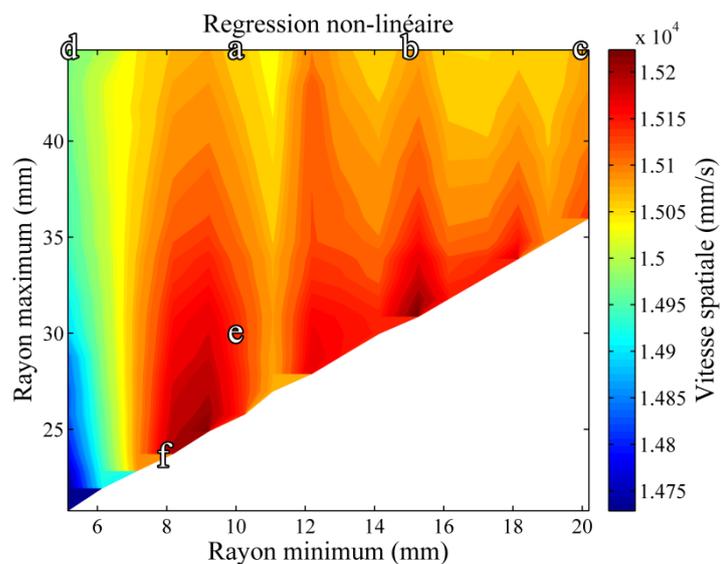


Figure 65 : Evolution de la vitesse spatiale à étirement nul, calculée par la méthode non-linéaire, en fonction du domaine des rayons de flamme utilisés. Mélange  $H_2$ /air richesse 2,38. Pression 101,3 kPa. Température 303 K.

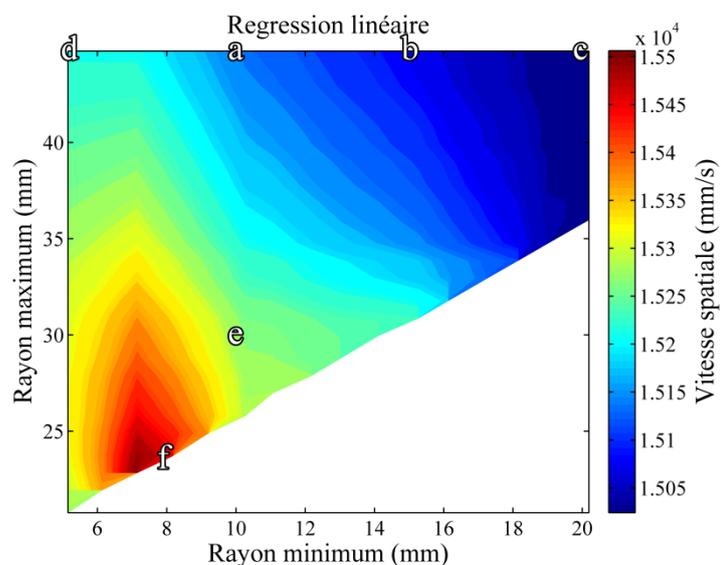


Figure 66 : Evolution de la vitesse spatiale à étirement nul, calculée par la méthode linéaire, en fonction du domaine des rayons de flamme utilisés. Mélange  $H_2$ /air richesse 2,38. Pression 101,3 kPa. Température 303 K.

	Rayon (mm)		Méthode linéaire		Méthode non-linéaire	
	minimum	maximum	$V_S^0$ (mm/s)	$L_b$ (mm)	$V_S^0$ (mm/s)	$L_b$ (mm)
a	10,3	43,8	15 145	0,81	15 058	0,67
b	15,3	43,8	15 082	0,75	15 085	0,69
c	20,2	43,8	15 025	0,69	15 082	0,71
d	5,2	43,8	15 222	0,88	14 966	0,61
e	10,3	30,0	15 270	0,90	15 127	0,70
f	8,2	23,7	15 457	1,01	15 074	0,68

Tableau 5 : Vitesse spatiale à étirement nul et longueur de Markstein, calculée par la méthode linéaire et non-linéaire, en fonction du domaine des rayons de flamme utilisés. Mélange  $H_2$ /air richesse 2,38. Pression 101,3 kPa. Température 303 K.

#### iv. Mélange hydrogène/air à une richesse de 0,6

Le troisième cas étudié est celui d'une flamme d'hydrogène/air de richesse 0,6 où l'on observe l'apparition d'instabilité thermo-diffusives pour des rayons de flamme supérieur à 21 mm. Les valeurs obtenues pour la vitesse de flammes spatiale avec la méthode non-linéaire sont résumées dans la Figure 67 et dans la Figure 68 pour la méthode linéaire. Sur les deux figures sont représenté par un rectangle noir la zone où la flamme est lisse et la propagation de la flamme n'est plus impacté par l'énergie d'inflammation.

Pour les deux méthodes, la vitesse spatiale à étirement nul augmente avec le rayon minimum et le rayon maximum, principalement sous l'effet combiné de l'énergie d'inflammation et l'apparition des instabilités de surface. Dans le Tableau 6 sont reportés les maximums, minimums, moyennes, écarts types et erreurs sur les vitesses spatiales à étirement nul et les longueurs de Markstein, calculée par la méthode linéaire et non-linéaire pour des rayons compris entre 10 et 20 mm. Les maximums de  $V_S^0$  et  $L_b$  obtenus sont comparable pour les deux méthodes. Les valeurs minimum pour la méthode non-linéaire sont très faibles devant la valeur moyenne. Pour la méthode linéaire, l'écart entre le minimum de  $V_S^0$  et  $L_b$  et la moyenne est moins important. Les écarts types et les erreurs obtenues avec la méthode non-linéaire sur les valeurs mesurées sont deux fois plus élevés que ceux observés avec la méthode linéaire. C'est pour cela qu'il est préférable de mesurer les flammes d'hydrogène pauvre par la méthode linéaire pour diminuer les variations induites par la méthode non-linéaire.

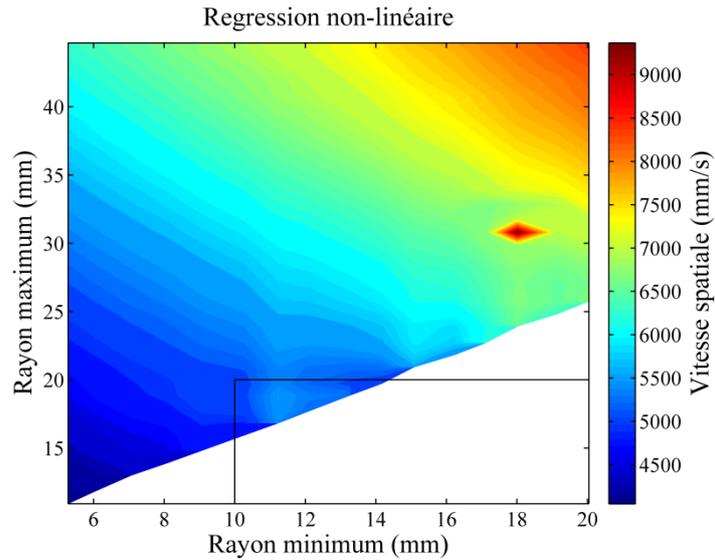


Figure 67 : Evolution de la vitesse spatiale à étirement nul, calculée par la méthode non-linéaire, en fonction du domaine des rayons de flamme utilisés. Mélange  $H_2$ /air richesse 0,6. Pression 101,3 kPa. Température 303 K.

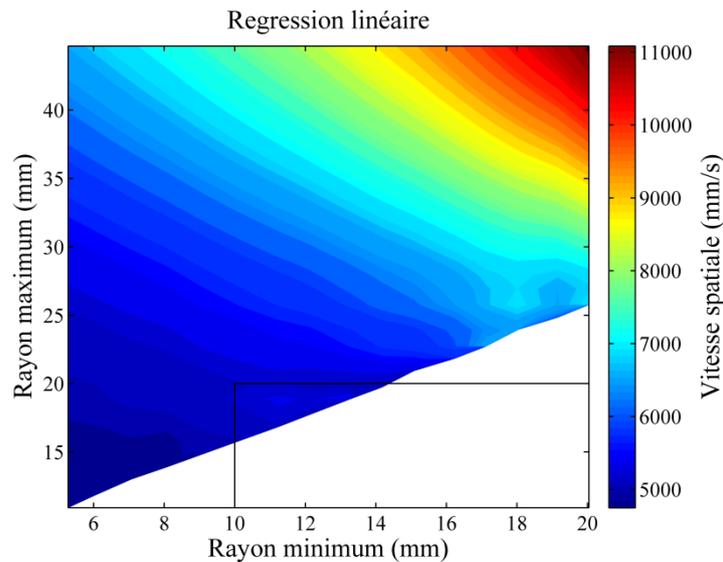


Figure 68 : Evolution de la vitesse spatiale à étirement nul, calculée par la méthode linéaire, en fonction du domaine des rayons de flamme utilisés. Mélange  $H_2$ /air richesse 0,6. Pression 101,3 kPa. Température 303 K.

	Linéaire		Non-linéaire	
	$V_S^0$ (mm/s)	$L_b$ (mm)	$V_S^0$ (mm/s)	$L_b$ (mm)
<b>Maximum</b>	5 433	-0,21	5 466	-0,18
<b>Minimum</b>	5 045	-0,69	4 761	-1,34
<b>Moyenne</b>	5 239	-0,47	5 180	-0,64
<b>Ecart type</b>	99	0,12	214	0,36
<b>(100*Ecart Type/Moyenne)</b>	1,9	26,5	4,1	55,6

Tableau 6 : Statistique sur les vitesses spatiales à étirement nul et les longueurs de Markstein, calculée par la méthode linéaire et non-linéaire pour des rayons compris entre 10 et 20 mm. Mélange  $H_2$ /air richesse 0,6. Pression 101,3 kPa. Température 303 K.

## v. Conclusions

Lorsque la flamme mesurée est lisse et se propage sur une distance supérieure à 30 mm, il est préférable d'utiliser la méthode non-linéaire. Si la longueur de Markstein est proche de 0 alors les valeurs observées avec la méthode linéaire sont du même ordre de grandeur que celles observées avec la méthode non-linéaire (CH<sub>4</sub>/air à richesse 0,8).

Si la différence entre le rayon minimum et le rayon maximum est inférieure à 15 mm, les valeurs obtenues avec la méthode non-linéaire varient fortement. Pour des flammes H<sub>2</sub>/air pauvre, le domaine est restreint par l'impact de l'énergie d'inflammation ( $r_{\min} > 10$  mm) et par l'apparition des instabilités thermo-diffusives. Il est donc préférable d'utiliser la méthode linéaire pour mesurer les vitesses de flamme à étirement nul et les longueurs de Markstein. Au cours de cette étude, seules des flammes pauvres d'hydrogène ont été mesurées donc seule la méthode linéaire sera utilisée.

## 4.2. Vitesses de flamme laminaires

La vitesse de flamme laminaire des mélanges hydrogène/air a été mesurée dans la BSIII. Ces mesures permettent de valider la nouvelle installation ainsi que la méthode de traitement d'images utilisée en comparant les résultats obtenus avec la BSII, aux résultats de la littérature et à la modélisation cinétique. De plus, ces résultats serviront de référence pour étudier l'effet de la turbulence sur la vitesse de propagation des flammes H<sub>2</sub>/air.

Sur la Figure 69, l'évolution de la vitesse spatiale de la flamme dans l'enceinte est représentée en fonction de l'étirement ( $\kappa = 2V_s / r$ ). Pour chaque mélange, au minimum 5 expériences sont réalisées. On constate que les différentes expériences se superposent pour un même mélange et qu'il est difficile de les distinguer, cela traduit une bonne reproductibilité des expériences. La vitesse de propagation de la flamme décroît lorsque la taille de cette dernière augmente (l'étirement est inversement proportionnel au rayon de la flamme), jusqu'à une valeur critique du rayon de la flamme (correspondant à un étirement critique sur la Figure 69). Au-dessus de cette taille critique (en-dessous de l'étirement critique correspondant), on note une augmentation importante de la vitesse de propagation de la flamme correspondant à l'apparition de plissements sur la surface de la flamme augmentant ainsi la vitesse de combustion. Ainsi le domaine des rayons utilisables pour extraire les vitesses laminaires de combustion est limité à la plage des rayons où les plissements sont absents.

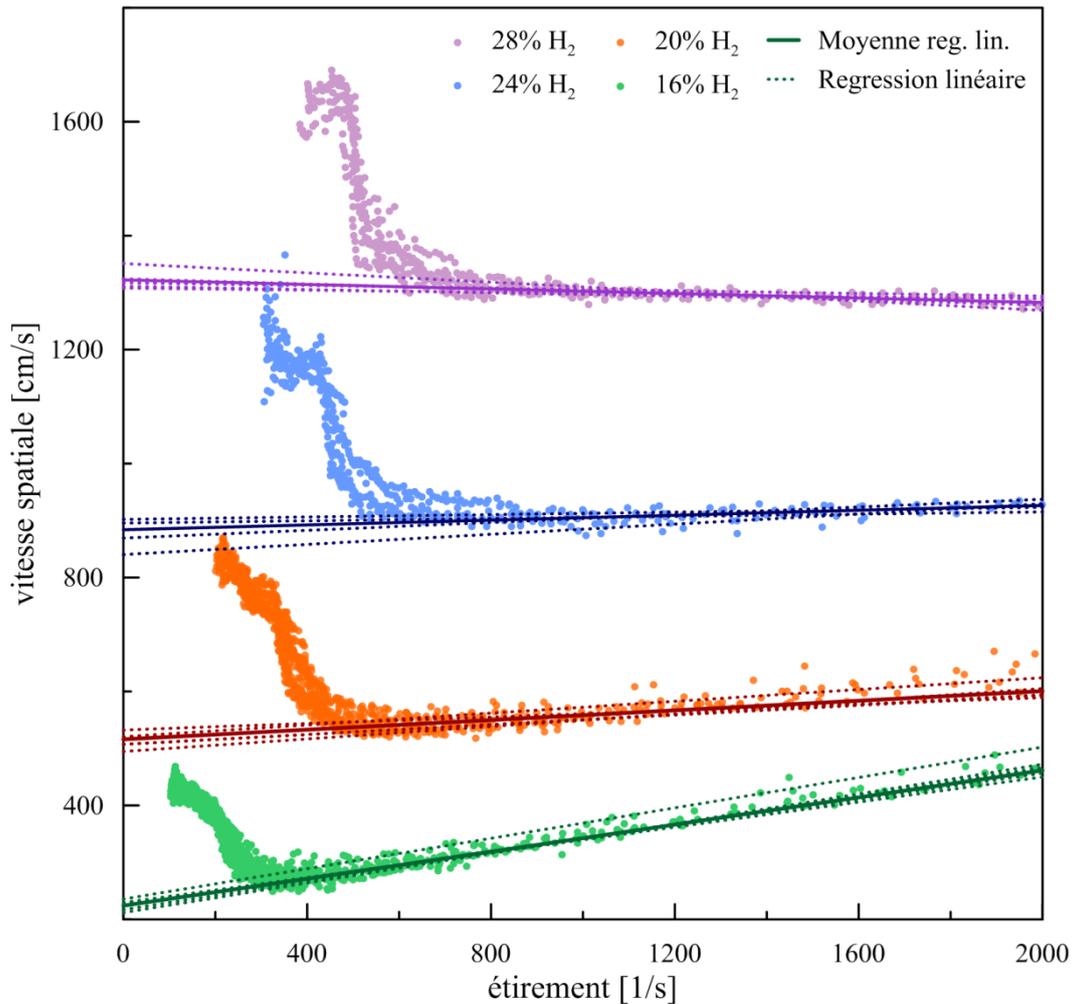


Figure 69 : Vitesse spatiale de flamme en fonction de l'étirement de la flamme, plusieurs expériences sont représentées pour chaque mélange H<sub>2</sub>/air à 293 K et 0,101 MPa. Les lignes pointillées sont les régressions linéaires permettant l'extraction des vitesses de flamme à étirement nul. Les lignes épais sont les moyennes des essais pour chaque mélange.

Les régressions linéaires pour l'extraction de la vitesse de flamme à étirement nul sont représentées en trait fin pour chaque essai. La régression s'effectue sur les points compris entre un rayon minimum de 10 mm permettant d'atteindre un régime auto-entretenu de la flamme (où la vitesse n'est plus impactée par l'énergie déposée à l'allumage) et un rayon maximum limité par l'apparition de cellules sur la surface de la flamme (due aux instabilités thermo-diffusive). L'ordonnée à l'origine de la régression linéaire est la valeur de la vitesse spatiale de flamme non-étirée alors que la pente correspond à la longueur de Markstein  $L_b$ . Le trait épais représente la régression linéaire moyenne sur les expériences pour chaque condition de mélange. Les valeurs obtenues sont reportées en annexe (Tableau 16). Dans le Tableau 7, seule la moyenne des valeurs par mélange est présentée. Les valeurs du facteur d'expansion sont calculées avec le programme Cosilab® de Rotexo en utilisant le module de calcul d'équilibre chimique avec les espèces définies dans le mécanisme réactionnel développé par

Mével et coll.<sup>62</sup>. Ce modèle a été retenu car il a été identifié par Sabard<sup>54</sup>, dans une étude comparative, comme étant le mécanisme cinétique détaillé le plus approprié pour la simulation des vitesses de flamme de mélanges à base d'hydrogène.

<b>Méthode Linéaire</b>					
$\Phi$	$P_{ini}$ (kPa)	$T_{ini}$ (K)	$\sigma$	$S_u^0$ (m/s)	$L_b$ (mm)
$0,455 \pm 0,002$	$101,5 \pm 0,1$	$293 \pm 1$	$4,84 \pm 0,01$	$0,462 \pm 0,020$	$-1,19 \pm 0,08$
$0,598 \pm 0,003$	$101,6 \pm 0,1$	$294 \pm 1$	$5,61 \pm 0,03$	$0,921 \pm 0,028$	$-0,42 \pm 0,11$
$0,752 \pm 0,002$	$101,5 \pm 0,1$	$295 \pm 1$	$6,27 \pm 0,04$	$1,411 \pm 0,046$	$-0,21 \pm 0,17$
$0,928 \pm 0,001$	$101,6 \pm 0,1$	$293 \pm 1$	$6,86 \pm 0,02$	$1,927 \pm 0,025$	$0,20 \pm 0,13$

Tableau 7 : Moyenne par mélange de la richesse, la fraction d'hydrogène, la pression et la température initiale, le facteur d'expansion, la vitesse de flamme laminaire à étirement nul et la longueur de Markstein. Méthode Linéaire.

Les valeurs obtenues sont comparées aux valeurs mesurées dans la BSII par Sabard<sup>54</sup>. (303 K et 100 kPa) et dans l'enceinte sphérique de 8 L par Lamoureux<sup>63</sup> (P = 100 kPa à température ambiante mais avec un mélange « air synthétique » contenant 20 % d'oxygène et 80 % d'azote) ainsi que les vitesses de flamme simulées avec le mécanisme de Mével<sup>62</sup> (Figure 70). On note un bon accord entre les valeurs expérimentales de la vitesse quel que soit l'installation. La modélisation des vitesses sous-estime très légèrement les résultats expérimentaux.

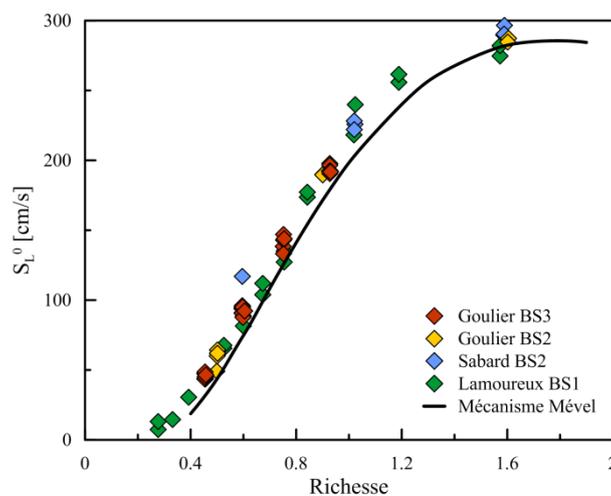


Figure 70 : Vitesses de flamme laminaires non-étirées. Mesure sur la BSIII et BSII pour ce travail. Mesure de Sabard sur la BSII. Mesure de Lamoureux sur la BSI. Modélisation 1D avec le mécanisme de Mével

Les vitesses de flamme obtenues sont comparées aux résultats de la littérature. Un bon accord est observé entre les valeurs mesurées sur les deux enceintes et les résultats de Egolfopoulos et coll.<sup>64</sup> et Wu et coll.<sup>65</sup> mesurés avec une flamme à contre-courant (pression de 101 kPa et température ambiante).

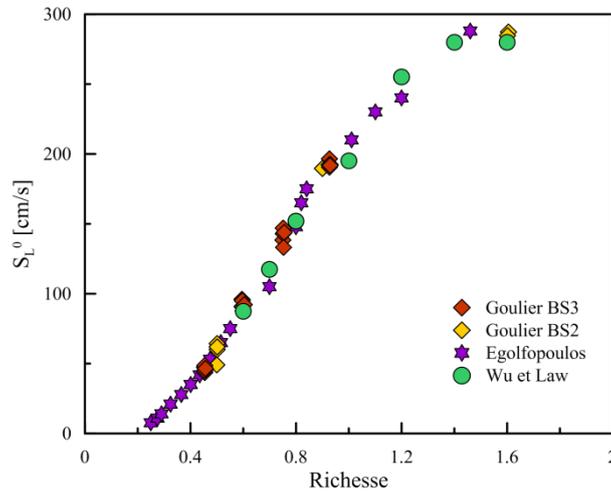


Figure 71 : Vitesses de flamme laminaires non-étirées. Mesure sur la BSIII et BSII pour ce travail comparée aux valeurs de Egolfopoulos et coll.<sup>64</sup> ; Wu et coll.<sup>65</sup>

### 4.3. Longueurs de Markstein

Les longueurs de Markstein  $L_b$ , ont été déduites des mesures de l'évolution temporelle des rayons des flammes mesurées au cours de cette thèse avec la BSIII et BSII. La longueur de Markstein par rapport aux gaz frais,  $L'$ , est déduite de  $L_b$  lorsque le rapport d'expansion  $\sigma$  est connu :

$$L' = \frac{L_b}{\sigma} \quad (94)$$

Les valeurs des longueurs de Markstein sont présentées sur la Figure 72 en fonction de la richesse du mélange. On constate un bon accord de nos résultats obtenus à l'aide des installations BSIII et BSII. En outre, nos résultats sont en bon accord avec les résultats de Lamoureux<sup>63</sup> obtenus dans une installation de plus petite taille.

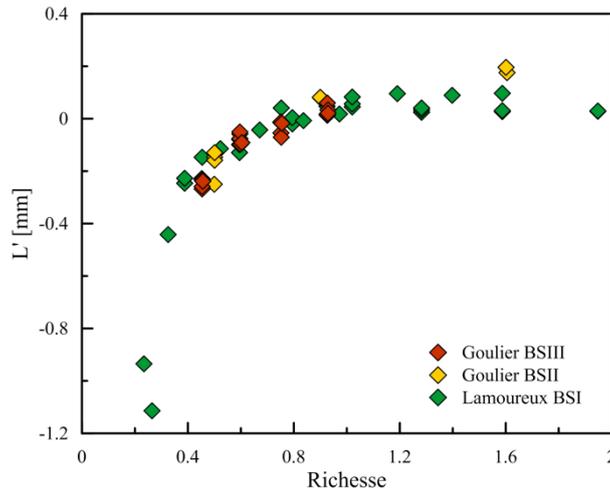


Figure 72 : Longueurs de Markstein mesurées dans la BSIII, la BSII pour des mélanges  $H_2$ /air initialement à 101,3 kPa et 293 K. Comparaison avec les valeurs de Lamoureux et coll.<sup>63</sup>.

#### 4.4. Paramètres caractéristiques de la combustion laminaire

La modélisation de la vitesse de flamme ainsi que les calculs à l'équilibre thermodynamique, avec le logiciel Cosilab® couplé au mécanisme de Mével<sup>62</sup>, permet de calculer :

- l'épaisseur de flamme,
- l'énergie d'activation,
- le nombre de Zeldovich et
- le nombre de Lewis.

Ces grandeurs sont calculées pour des pourcentages molaires d'hydrogène dans l'air compris entre 16 % et 30%.

##### 4.4.1. Epaisseur de flamme

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, plusieurs définitions existent pour estimer l'épaisseur de la flamme. Nous avons estimé cette dernière en considérant les deux définitions suivantes :

- le rapport entre la diffusivité thermique et la vitesse de flamme laminaire,  $S_L^0$  ;
- l'épaisseur du profil de température.

Les valeurs des épaisseurs de flammes sont présentées sur la figure ci-dessous et sont répertoriées dans le Tableau 8.

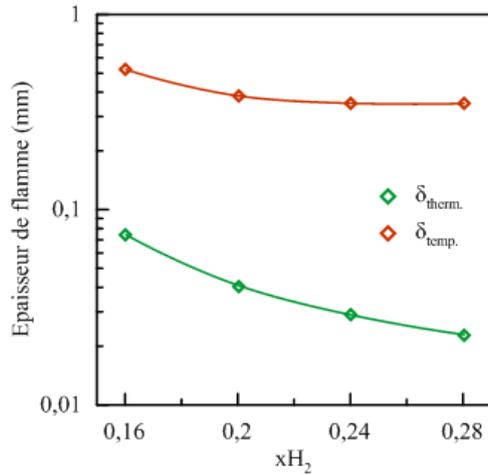


Figure 73 : Epaisseur thermique de la flamme et du profil de température en fonction de la fraction molaire d'hydrogène. Température initiale est de 293,6 K et la pression initiale est de 1,015 bar.

$\Phi$	xH <sub>2</sub>	δ <sub>therm.</sub> (mm)	δ <sub>temp.</sub> (mm)
0,45	0,160	0,0744	0,522
0,60	0,201	0,0407	0,382
0,75	0,240	0,0289	0,351
0,93	0,280	0,0229	0,350

Tableau 8 : Fraction d'hydrogène (xH<sub>2</sub>), richesse du mélange ( $\Phi$ ), épaisseur de flamme thermique ( $\delta_{therm.}$ ) et épaisseur de flamme du profil de température ( $\delta_{temp.}$ ). Température initiale = 293,6 K et pression initiale = 1,015 bar.

On constate que la valeur de l'épaisseur de flamme calculée avec la diffusivité thermique est plus élevée que celle calculée avec la diffusivité massique. Dans les deux cas l'épaisseur de flamme est minimale à la stœchiométrie et augmente lorsque la teneur en hydrogène dans le mélange diminue, passant de 0,440 mm à 1,182 mm dans le cas de l'épaisseur thermique et de 0,053 mm à 0,285 mm dans le cas de l'épaisseur massique. Dans la suite de ce manuscrit, notamment pour l'analyse des flammes turbulentes, nous adopterons l'épaisseur de flamme du profil de température.

#### 4.4.2. Energie d'activation et nombre de Zeldovich

L'obtention de l'énergie d'activation est décrite dans la partie 1.2.2 de ce manuscrit. Elle est obtenue en effectuant une régression linéaire avec la relation :

$$2 \ln(S_L) \propto Cste - E_a / RT \quad (95)$$

Les valeurs de l'énergie d'activation sont représentées sur la Figure 74 :

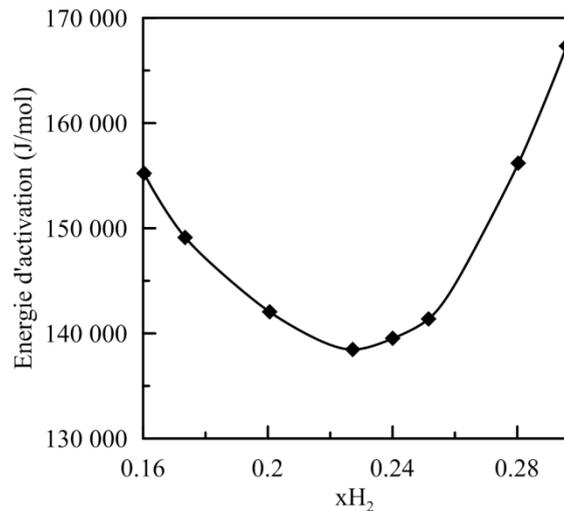


Figure 74 : Energie d'activation en fonction de la fraction d'hydrogène. Température de 293,6 K et pression de 1,015 bar.

L'énergie d'activation diminue de 155 000 J/mol à 138 500 J/mol avec l'augmentation de la fraction molaire d'hydrogène de 0,16 à 0,22. Lorsque la fraction molaire d'hydrogène augmente au-delà de 0,22, l'énergie d'activation augmente jusqu'à atteindre 167 300 J/mol à la stœchiométrie.

Connaissant l'énergie d'activation on peut calculer le nombre de Zeldovich avec la relation (33). Les valeurs sont présentées sur la Figure 75 :

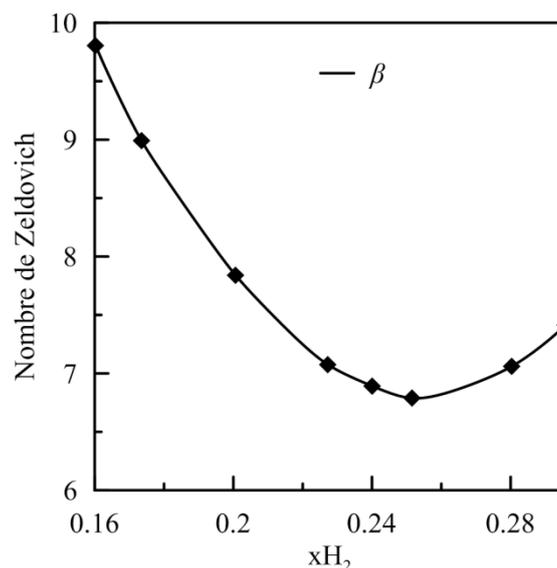


Figure 75 : Nombre de Zeldovich en fonction de la fraction d'hydrogène estimé. Température de 293,6 K et pression de 1,015 bar.

Le nombre de Zeldovich diminue de 9,8 pour une fraction molaire d'hydrogène de 0,16 à 6,8 pour une fraction molaire d'hydrogène de 0,25. Puis le nombre de Zeldovich augmente jusqu'à 7,4 à la stœchiométrie.

Les énergies d'activation et les nombres de Zeldovich sont regroupés dans le tableau suivant :

$\Phi$	$x_{H_2}$	$E_a$ (kJ/mol)	$\beta$
0,45	0,160	155,2	9,80
0,50	0,174	149,1	8,98
0,60	0,201	142,0	7,84
0,70	0,227	138,5	7,07
0,75	0,240	139,5	6,89
0,80	0,251	141,4	6,79
0,93	0,280	156,2	7,06
1,00	0,296	167,3	7,41

Tableau 9 : Fraction molaire d'hydrogène ( $x_{H_2}$ ), richesse du mélange ( $\Phi$ ), énergie d'activation ( $E_a$ ) et nombre de Zeldovich ( $\beta$ ). Température de 293,6 K et pression de 1,015 bar.

#### 4.4.3. Nombre de Lewis

Le nombre de Lewis effectif peut être calculé connaissant le nombre de Zeldovich (41). Sur la Figure 76, sont reporté le nombre de Lewis effectif ainsi que le nombre de Lewis de l'hydrogène et de l'oxygène en fonction de la fraction d'hydrogène dans le mélange.

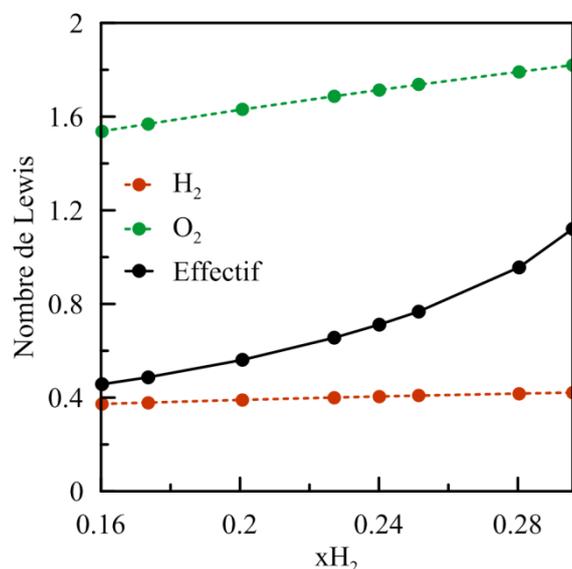


Figure 76 : Nombre de Lewis en fonction de la fraction molaire d'hydrogène. Température de 293,6 K et pression de 1,015 bar.

Pour les mélanges très pauvres, le Lewis effectif tend vers celui de l'hydrogène car la fraction d'hydrogène est très faible devant celle de l'oxygène. Lorsque l'on augmente la teneur en hydrogène, le nombre de Lewis effectif va croître jusqu'à la valeur de 1,12 à la

stœchiométrie. Pour une richesse unitaire, le nombre de Lewis est égal à la moyenne du nombre de Lewis de l'hydrogène et du nombre de Lewis de l'oxygène.

#### **4.5. Rayons critiques d'apparition des instabilités thermo-diffusives**

Pour les flammes caractérisées par un nombre de Lewis plus faible que l'unité, la flamme ne présentera pas une surface lisse comme pour les mélanges avec des nombres de Lewis supérieur à 1, mais une surface plissée. Le plissement sera d'autant plus important et apparaîtra plus tôt lors de la propagation de la flamme que la teneur en hydrogène sera faible. Ce plissement est dû au déséquilibre entre la diffusion massique et celle de la chaleur. Cette instabilité est appelée « thermo-diffusive » comme nous l'avons défini dans le chapitre 1. Le rayon critique d'apparition des instabilités thermo-diffusives est fonction des caractéristiques physico-chimiques du mélange. Les instabilités thermo-diffusives vont plisser la flamme entraînant une augmentation de sa surface. Cette augmentation de surface sera responsable de l'accélération de la flamme.

La détermination expérimentale de ce rayon critique se fait par l'identification des coordonnées du point où l'on observe une accélération brutale de la flamme dans le plan vitesse en fonction de l'étirement. En effet, comme on peut le voir sur la Figure 77, on note une évolution linéaire de la vitesse de propagation de la flamme en fonction de l'étirement jusqu'à un étirement critique,  $\kappa_c$ , puis une augmentation brutale de cette dernière lorsque l'étirement est plus faible que  $\kappa_c$ .

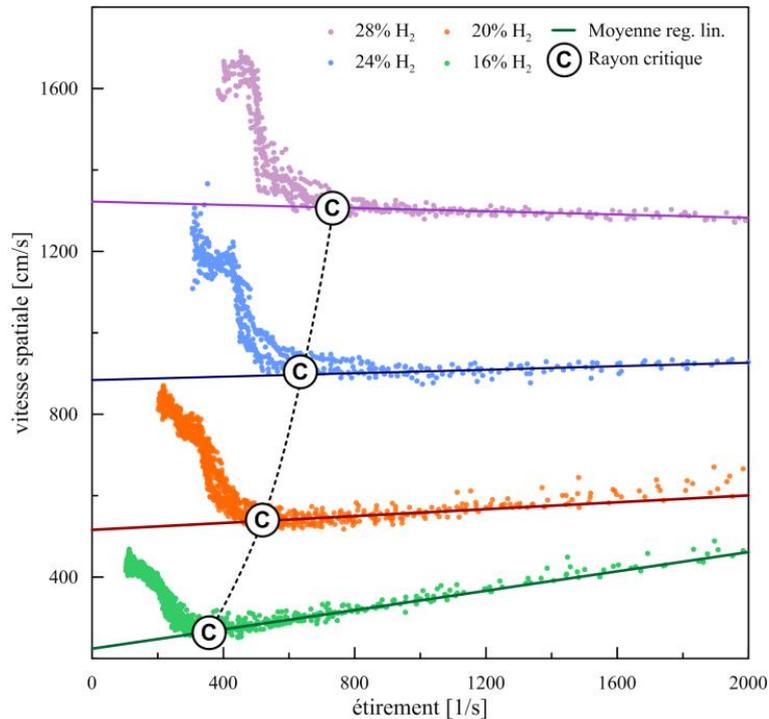


Figure 77 : Vitesse spatiale de flamme en fonction de l'étirement de la flamme, plusieurs expériences sont représentées pour chaque mélange  $H_2$ /air à 293 K et 0,101 MPa. Les lignes épaisses sont les moyennes des droites pour chaque mélange. L'apparition des cellules à la surface de la flamme est noté (C).

De la détermination graphique des coordonnées du point critique d'apparition des cellules, on peut déduire la valeur du rayon critique d'apparition des plissements pour chaque mélange  $H_2$ /air étudié.

$$r_c = \frac{2}{\kappa_c} \left( \frac{dr}{dt} \right)_c. \quad (96)$$

La taille de la zone permet d'estimer l'erreur sur la mesure du rayon critique ( $\sim 2$  à 3 mm). Les valeurs mesurées pour les 4 mélanges sont reportées sur la Figure 78.

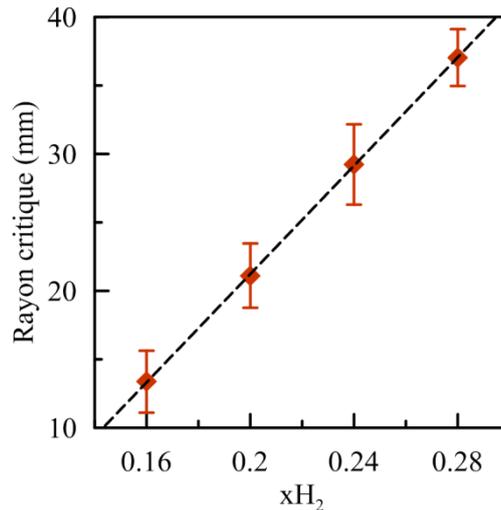


Figure 78 : Rayon critique pour un mélange H<sub>2</sub>/air en fonction de la fraction d'hydrogène du mélange. Pression et température atmosphérique.

On constate que le rayon critique augmente linéairement avec la fraction d'hydrogène du mélange allant de 0,16 à 0,28 selon la régression linéaire :

$$r_c (\text{mm}) = 198 \cdot x_{H_2} - 18. \quad (97)$$

avec un coefficient de détermination de 0,99992. Le rayon minimum doit être supérieur à 10 mm afin de s'assurer que la propagation de la flamme n'est plus modifiée par l'énergie d'allumage ; ce qui correspond à un mélange de 14,14 % d'hydrogène dans l'air en se basant sur la corrélation précédente reliant le rayon critique d'apparition de cellularité et la concentration de l'hydrogène.

L'analyse des images permet de confirmer les résultats obtenus par la méthode graphique comme on peut le voir sur la Figure 79.

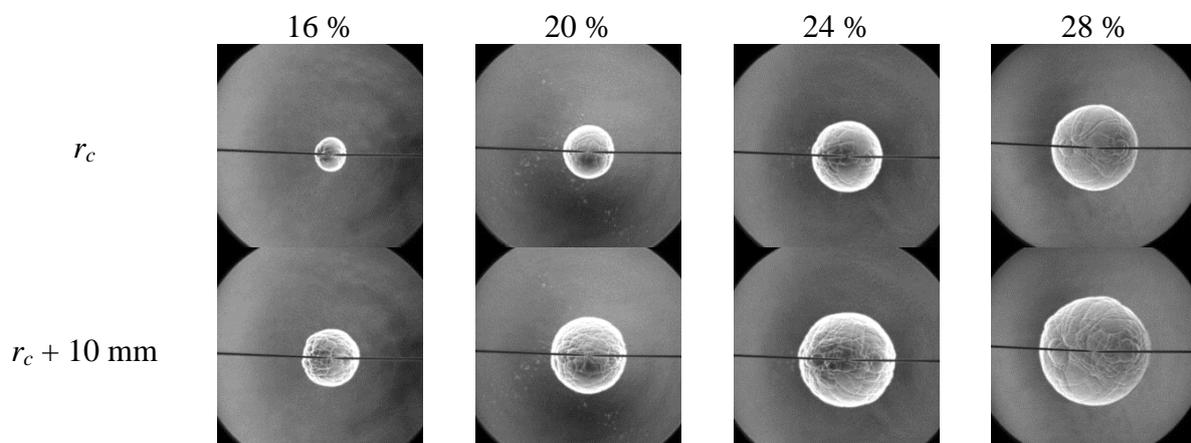


Figure 79 : Images de la flamme lors de l'apparition des instabilités et après une augmentation du rayon de 10 mm pour des mélanges à 16 %, 20 %, 24 % et 28 % d'hydrogène dans l'air.  $P = 101 \text{ kPa}$  et  $T = 293 \text{ K}$

Connaissant le rayon critique, on calcule le nombre de Péclet critique qui est égale au rapport entre le rayon critique et l'épaisseur de flamme du profil de température :

$$Pe_c = \frac{r_c}{\delta_{temp}}. \quad (98)$$

Les valeurs expérimentales obtenues sont reportées sur la Figure 80 et comparées aux résultats de Kim et coll.<sup>33</sup> et Sun et coll.<sup>66</sup>

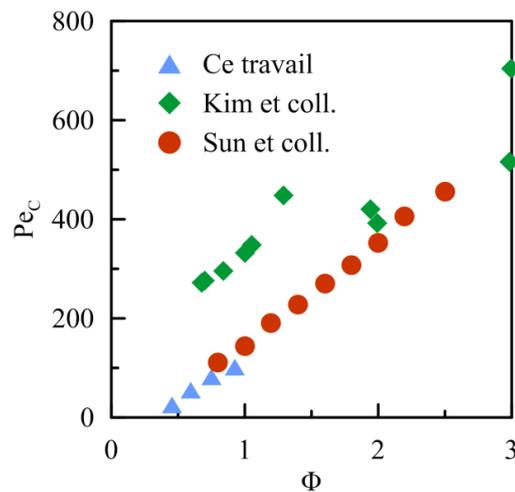


Figure 80 : Nombre de Péclet critique pour un mélange H<sub>2</sub>/air en fonction de la fraction d'hydrogène du mélange. Pression et température atmosphérique. Comparaison avec la littérature<sup>33,66</sup>.

Un bon accord est observé entre les nombres de Péclet critique obtenus et ceux mesurés par Sun et coll., le nombre de Péclet évolue linéairement avec la richesse du mélange et la tendance est identique pour les deux études.

Les nombres de Péclet mesurés par Kim et coll. pour une richesse inférieure à 1 sont plus élevés mais la pente de la droite semble identique. Pour des richesses supérieures à 1 le nombre de Péclet varie fortement.

#### 4.6. Facteur d'amplification de la vitesse de propagation

La mesure du facteur d'amplification de la vitesse de propagation de la flamme s'est effectuée à l'aide d'image Schlieren et de tomographie laser. La méthode Schlieren ne permet pas d'observer une coupe de la flamme contrairement à la tomographie. Cette coupe permet d'estimer la surface de la flamme pendant sa propagation. Par contre, avec la tomographie

laser il est nécessaire d'ensemencer le mélange réactif ce qui peut avoir un effet sur la structure de la surface et la vitesse de la flamme.

#### 4.6.1. Visualisation par Schlieren

Les instabilités thermo-diffusives vont plisser la flamme entraînant une augmentation de sa vitesse de propagation. Sur la Figure 81 est représentée l'évolution de la vitesse spatiale expérimentale de la flamme  $V_S$ , en fonction de son rayon comparée à la vitesse d'une flamme lisse étirée, que l'on notera  $V_{S,lisse}$  afin de la différencier de  $V_S$  :

$$V_{S,lisse} = V_S^0 - L_b \kappa. \quad (99)$$

La vitesse spatiale à étirement nul  $V_S^0$  et la longueur de Markstein  $L_b$  correspondent aux valeurs expérimentales mesurées au cours de ce travail (Tableau 7).

Pour tous les mélanges, lorsque le rayon de la flamme dépasse le rayon critique d'apparition des cellules, la flamme s'accélère. Cette accélération se fait en deux phases bien distinctes : une première accélération suivie d'une période de ralentissement avant de noter une seconde accélération plus modérée. Après une phase d'accélération rapide sur environ 25 mm la vitesse de la flamme croît beaucoup plus lentement. Pour le mélange à 16 % d'hydrogène la vitesse spatiale à 80 mm est de 430 cm/s alors que la vitesse pour une flamme lisse correspondante est de 230 cm/s. Pour le mélange à 20 % d'hydrogène la vitesse spatiale à 80 mm est de 830 cm/s alors que la vitesse pour une flamme lisse correspondante est de 520 cm/s. Pour le mélange à 24 % d'hydrogène la vitesse spatiale à 80 mm est de 1 245 cm/s alors que la vitesse pour une flamme lisse correspondante est de 890 cm/s. Pour le mélange à 28 % la vitesse spatiale à 80 mm est de 1 640 cm/s alors que la vitesse pour une flamme lisse correspondante est de 1 315 cm/s.

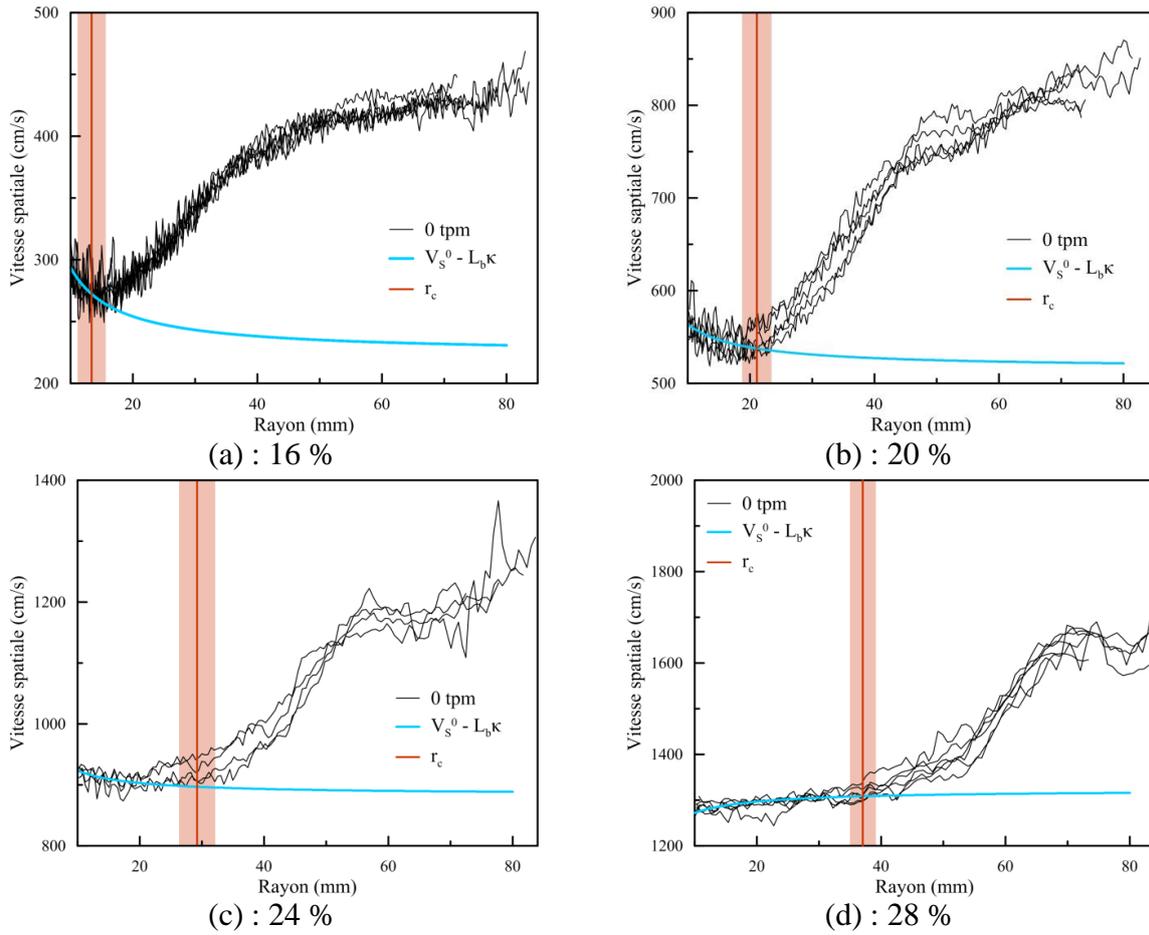


Figure 81 : Evolution de la vitesse spatiale ainsi que l'évolution de la vitesse d'une flamme lisse étirée en fonction du rayon de la flamme pour des mélanges contenant 16 %, 20 %, 24 % et 28 % d'hydrogène dans l'air.  $P = 101 \text{ kPa}$  et  $T = 293 \text{ K}$ .

Ainsi on définira un facteur d'amplification dû aux instabilités thermo-diffusives,  $AF_{TD}$ , comme tant le rapport :

$$AF_{TD} = \frac{V_S}{V_{S,lisse}} \quad (100)$$

L'accélération de la flamme en deux phases distinctes est plus nette lorsque l'on trace l'évolution de  $AF_{TD}$  en fonction de  $(r/r_c)$  comme on peut le voir sur la Figure 82.

Ainsi, pour le mélange à 16 % (Figure 82-a), lorsque  $(r/r_c)$  est compris entre 1 et 3, le facteur  $AF_{TD}$  croît linéairement jusqu'à la valeur de 1,60 puis au-delà de  $r/r_c = 3$ , l'accroissement de la vitesse est plus faible et le facteur  $AF_{TD}$  atteint 1,87 lorsque  $r/r_c$  vaut 5.5 correspondant à la fin de la première zone de visualisation.

La première zone d'accroissement de la vitesse semble se produire sur la même distance de propagation de la flamme pour tous les mélanges comme on peut le voir sur la

Figure 82-a, b, c, d. Elle a lieu jusqu'à un  $r/r_c = 2,2 \pm 0,2$ . Par contre le facteur  $AF_{TD}$  diminue avec l'augmentation de la teneur en hydrogène. En effet ce facteur est de 1,60 à 16 % d'hydrogène et il n'est que de 1,26 pour le mélange H<sub>2</sub>/air à 28 %.

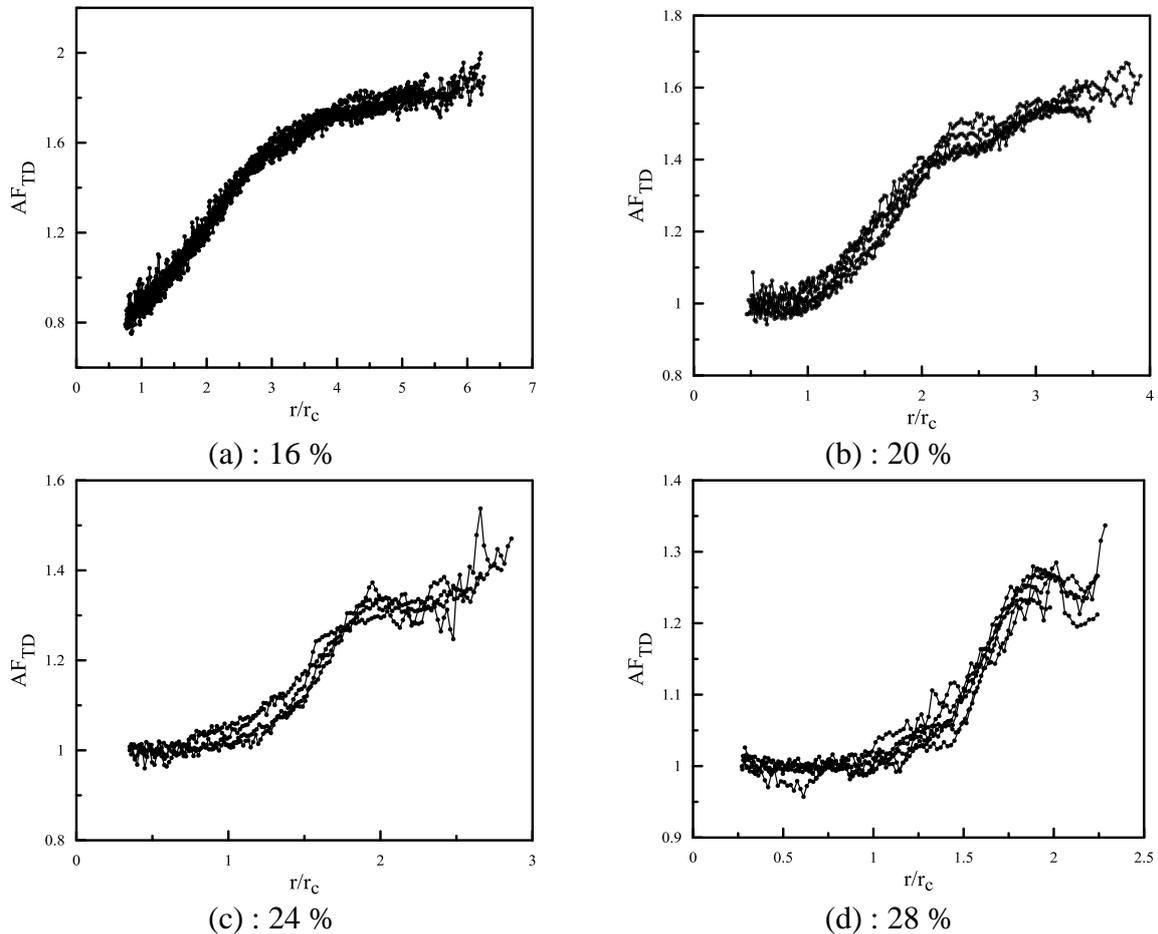


Figure 82 : Evolution du facteur d'amplification  $AF_{TD}$  en fonction du rapport  $r/r_c$  pour des mélanges contenant 16 %, 20 %, 24 % et 28 % d'hydrogène dans l'air.  $P = 101 \text{ kPa}$  et  $T = 293 \text{ K}$ .

On peut exprimer  $AF_{TD}$  en fonction du paramètre  $[(r/r_c - 1)Le]$ , le nombre de Lewis étant important pour ces flammes au vu de leur caractères thermo-diffusifs, sur le domaine d'observation ( $r < 80 \text{ mm}$ ), selon la relation suivante :

$$(AF_{TD} - 1) = \frac{1}{Le} f\left(\left[\frac{r}{r_c} - 1\right] \cdot Le\right). \quad (101)$$

Cette relation est appliquée aux 4 mélanges et les valeurs sont tracées sur la Figure 83. Sur cette figure, on distingue trois zones :

- La première zone, lorsque  $(r/r_c - 1)Le < 0$  et  $(AF_{TD} - 1)Le$  est nul. Dans cette zone, la flamme est lisse, aucune instabilité thermo-diffusive n'est observée à la surface de la flamme

- La seconde zone, lorsque  $0 < (r/r_c - 1)Le < 0,8$  : alors  $[(AF_{TD} - 1)Le]$  croît linéairement de 0 à 0,27. C'est dans cette zone où les instabilités thermo-diffusives apparaissent à la surface de la flamme générant une accélération de la vitesse de propagation commune aux 4 mélanges.
- La troisième zone, lorsque  $(r/r_c - 1)Le > 0,8$  alors  $(AF_{TD} - 1)Le$  varie différemment en fonction du mélange :
  - Si  $\beta(Le-1) < -2$  (mélange à 16 % et 20 %) alors  $AF_{TD}$  continue de croître mais plus modérément ;
  - Si  $\beta(Le-1) > -2$  (mélange à 24 % et 28 %) alors  $(AF_{TD} - 1)Le$  se stabilise à une valeur proche de 0,27.

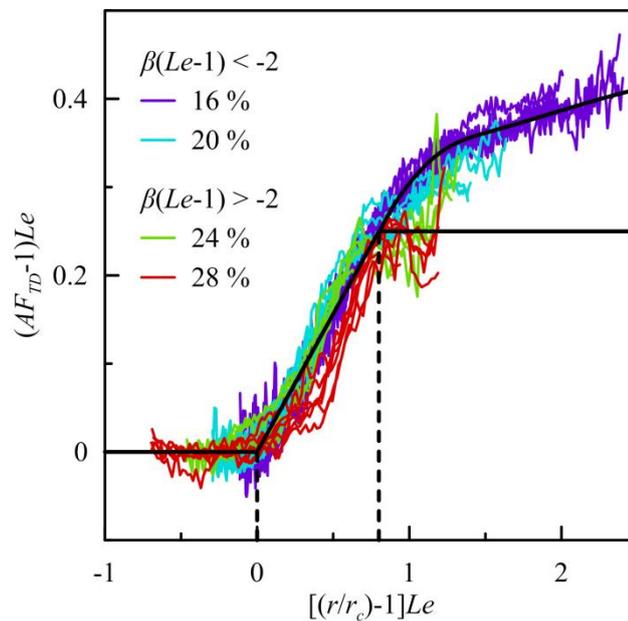


Figure 83 : Proportionnalité entre le facteur d'amplification de la surface et le facteur d'amplification de la vitesse en fonction de la fraction d'hydrogène dans l'air.  $P = 101 \text{ kPa}$  et  $T = 293 \text{ K}$ .

Ainsi, le facteur d'amplification pour rendre compte des instabilités thermo-diffusives s'exprime selon la relation suivante :

$$AF_{TD} = \begin{cases} 1 & \text{si } \frac{r}{r_c} < 1 \\ 0,27 \frac{r}{r_c} + 0,73 & \text{si } \left( \frac{r}{r_c} \right) < \frac{0,8}{Le} + 1 \\ \frac{0,27}{Le} - 1 & \text{si } \left( \frac{r}{r_c} \right) > \frac{0,8}{Le} + 1 \text{ et } \beta(Le-1) > -2 \end{cases} \quad (102)$$

#### 4.6.2. Visualisation par Tomographie Laser

Les mesures de vitesses de propagation de flamme lorsqu'elles sont basées sur une visualisation par la méthode Schlieren ne permettent d'identifier le contour réel de la flamme (et donc la surface de cette dernière) que si la flamme est parfaitement lisse. Lorsque cette dernière est plissée, il est nécessaire d'enregistrer, non pas une image qui soit le résultat d'une intégration le long du chemin optique, mais une image qui corresponde à une coupe de la flamme : dans ce cas, l'accroissement de la surface est plus facilement quantifiable puisque le contour correspondra à la frontière entre les gaz frais et les gaz brûlés.

Pour visualiser une coupe de la flamme et enregistrer la propagation de cette dernière au cours du temps, nous pouvons appliquer la tomographie laser avec l'ensemencement des gaz frais par des gouttelettes liquides. Cependant, il est important de vérifier si cet ensemencement ne modifie pas la vitesse de propagation de la flamme.

##### *i. Impact de l'ensemencement*

Pour déterminer l'impact de l'ensemencement, les vitesses de flamme ont été mesurées avec le dispositif Schlieren en ajoutant des particules de DEHS. La quantité de particules ajoutées dans le mélange est équivalente à la quantité de particules nécessaire pour effectuer une tomographie.

L'évolution de la vitesse spatiale,  $V_s$ , pour les quatre mélanges, en fonction du rayon de la flamme,  $r$ , ou de l'étirement,  $\kappa$ , avec ou sans ensemencement est représentée sur la Figure 84 et la Figure 85. Lorsque que l'on ajoute de la DEHS au mélange combustible, la vitesse spatiale oscille entre des phases de forte accélération et des phases d'accélération très faible voire de décélération. Ces oscillations ne sont pas observées dans le cas des mélanges contenant 16 % et 20 % sans ensemencement et sont moins fréquentes dans les cas avec 24 % et 28 %.

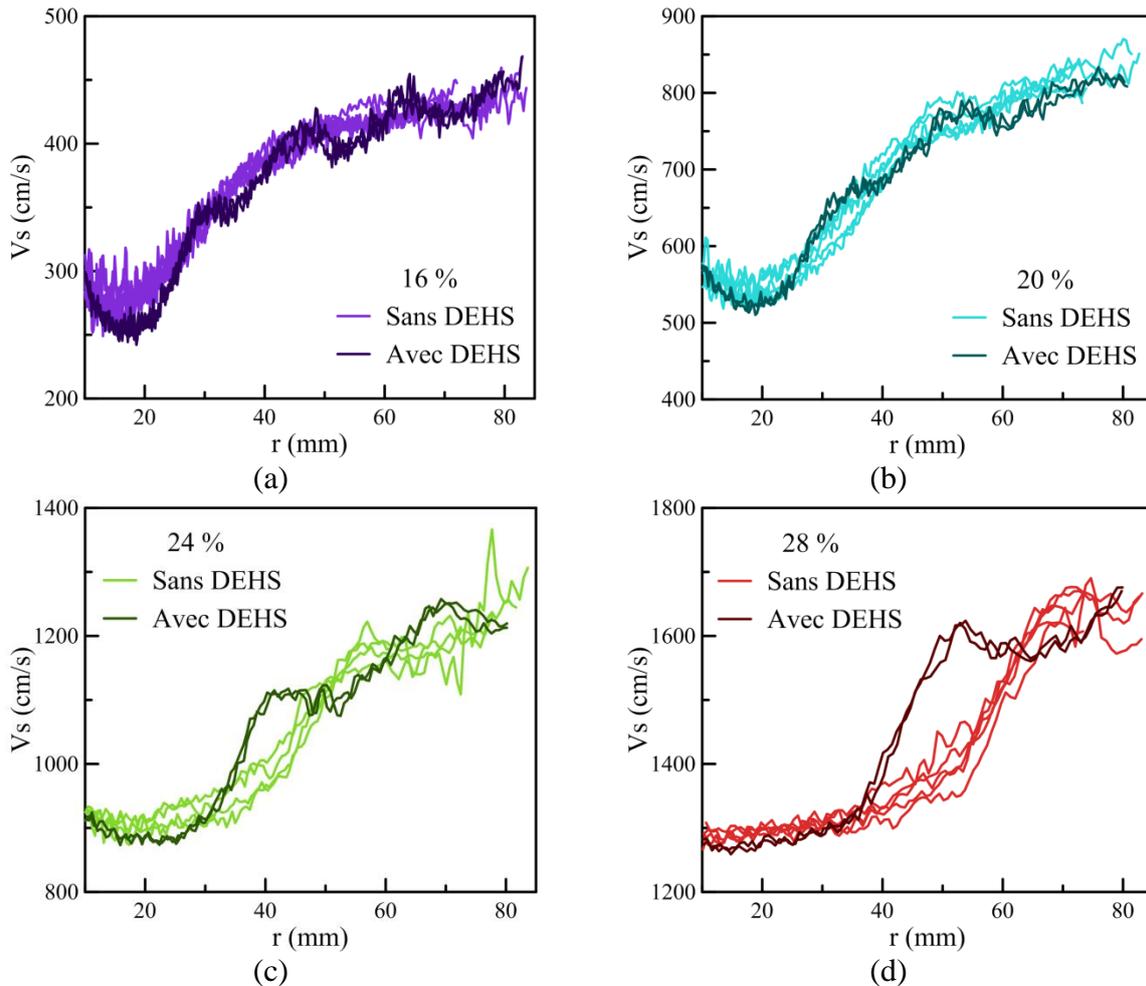


Figure 84 : Impact de l'ensemencement sur l'évolution de la vitesse spatiale en fonction du rayon de la flamme pour des mélanges à 16 %, 20 %, 24 % et 28 % d'hydrogène dans l'air.  $P = 101 \text{ kPa}$  et  $T = 293 \text{ K}$ .

La première phase d'accélération, caractéristique de la formation des instabilités thermo-diffusives, ne se produit pas pour le même rayon critique selon que le mélange soit ensemencé ou pas. En effet, on note une cellularisation plus précoce dans le cas où les mélanges sont ensemencés tout au moins pour les mélanges contenant 24 et 28 % d'H<sub>2</sub> dans l'air. Dans le cas d'un mélange à 28 %, la phase d'accélération est décalée de 14 mm. Pour le mélange à 24 %, le décalage est de 8 mm. Le décalage observé est très faible pour les mélanges à 16 % et 20 %. Avant l'apparition des instabilités, pour les 4 mélanges, on observe que  $V_s$  est plus basse de 20 cm/s lorsque le mélange gazeux est ensemencé. Cette différence peut être due à la vaporisation des gouttes au passage du front de flamme.

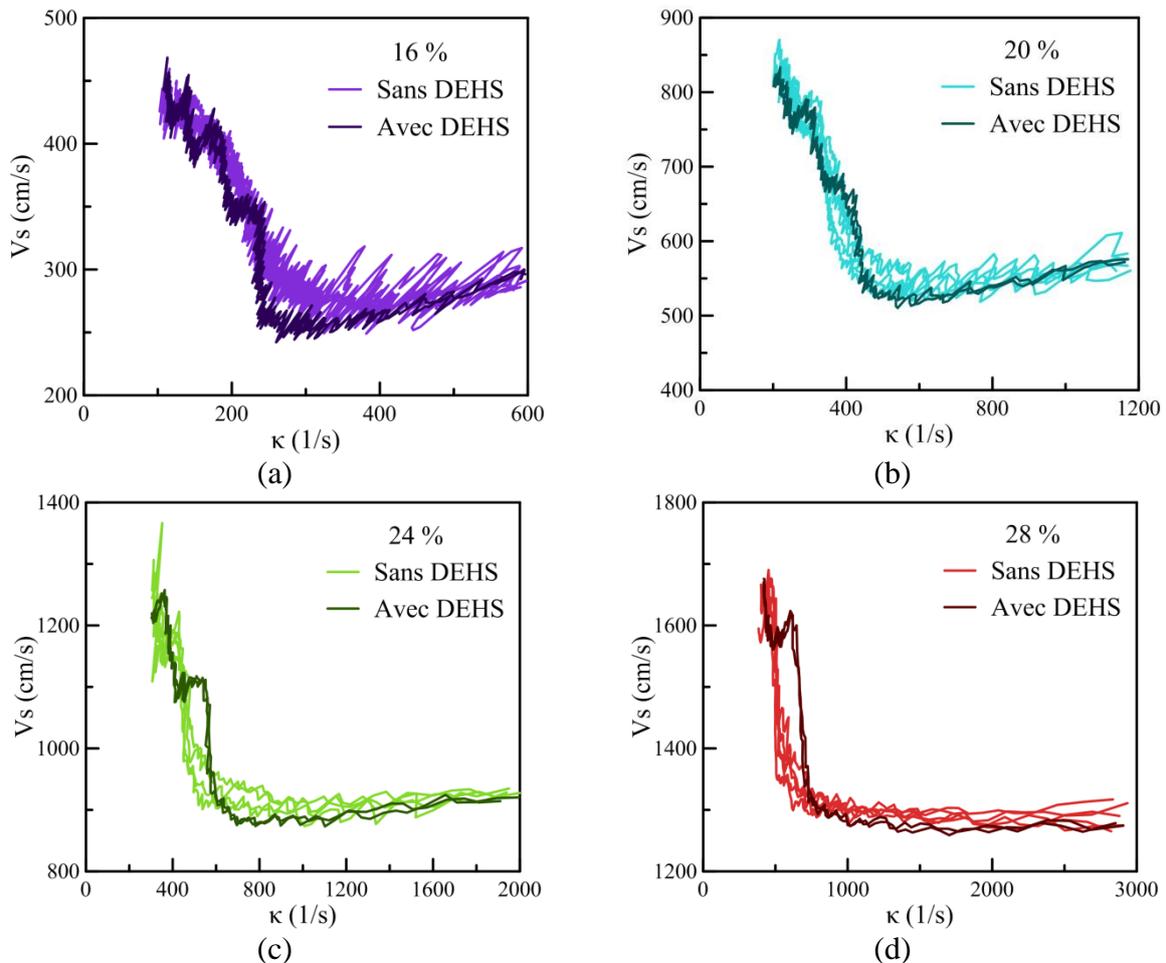


Figure 85 : Impact de l'ensemencement sur l'évolution de la vitesse spatiale en fonction du rayon de la flamme pour des mélanges à 16 %, 20 %, 24 % et 28 % d'hydrogène dans l'air.  $P = 101 \text{ kPa}$  et  $T = 293 \text{ K}$ .

Ainsi, l'ajout d'ensemencement modifie le comportement de la flamme au cours de sa propagation :

- Une apparition plus précoce des plissements et donc une accélération de la flamme due aux instabilités thermo-diffusives pour de plus faibles rayons,
- Une diminution de quelques pourcents de la vitesse de propagation de flamme pour des rayons de flamme plus faibles que le rayon critique d'accélération de la flamme,
- Pour des rayons de flamme supérieurs aux rayons critiques d'apparition des plissements, un comportement oscillatoire de la vitesse de propagation de la flamme au cours de son accélération.

Cependant, les niveaux de vitesses observés en présence d'ensemencement sont comparables à ceux observés en absence d'ensemencement ce qui nous permettra de réaliser

une visualisation d'une coupe passant par le centre de la flamme afin d'évaluer le contour réel de cette dernière.

## ii. Facteur d'amplification

Bien que la vitesse spatiale de la flamme soit affectée par l'ensemencement, on peut comparer le facteur d'amplification de la vitesse,  $AF_{TD}$  avec le facteur d'amplification de la surface,  $AF_{SURF}$  en présence d'ensemencement. Les facteurs  $AF_{TD}$  et  $AF_{SURF}$  sont définis comme :

$$AF_{TD} = \frac{V_S}{V_{S,lisse}} \quad (100)$$

$$AF_{SURF} = \frac{A_{plissée}}{A_{sphère}} = \left( \frac{l_{plissée}}{r\theta} \right)^2 \quad (93)$$

Sur la Figure 86 est tracé l'évolution du facteur d'amplification de la vitesse,  $AF_{TD}$  et du facteur d'amplification de surface,  $AF_{SURF}$ , en fonction du rayon pour des mélanges hydrogène/air à 16 %, 20 %, 24 % et 28 %. Pour les 4 mélanges les mesures de  $AF_{SURF}$  sont beaucoup plus dispersées que celles de  $AF_{TD}$ , principalement à cause de l'erreur induite lors de l'extrapolation de la surface de la flamme plissée à partir d'une petite portion du contour. Néanmoins, pour les mélanges à 20 %, 24 % et 28 %, les deux facteurs d'amplification se superposent sur toute la gamme de rayon. Pour le mélange à 16 %, les facteurs d'amplification divergent au-delà d'un rayon de 40 mm.

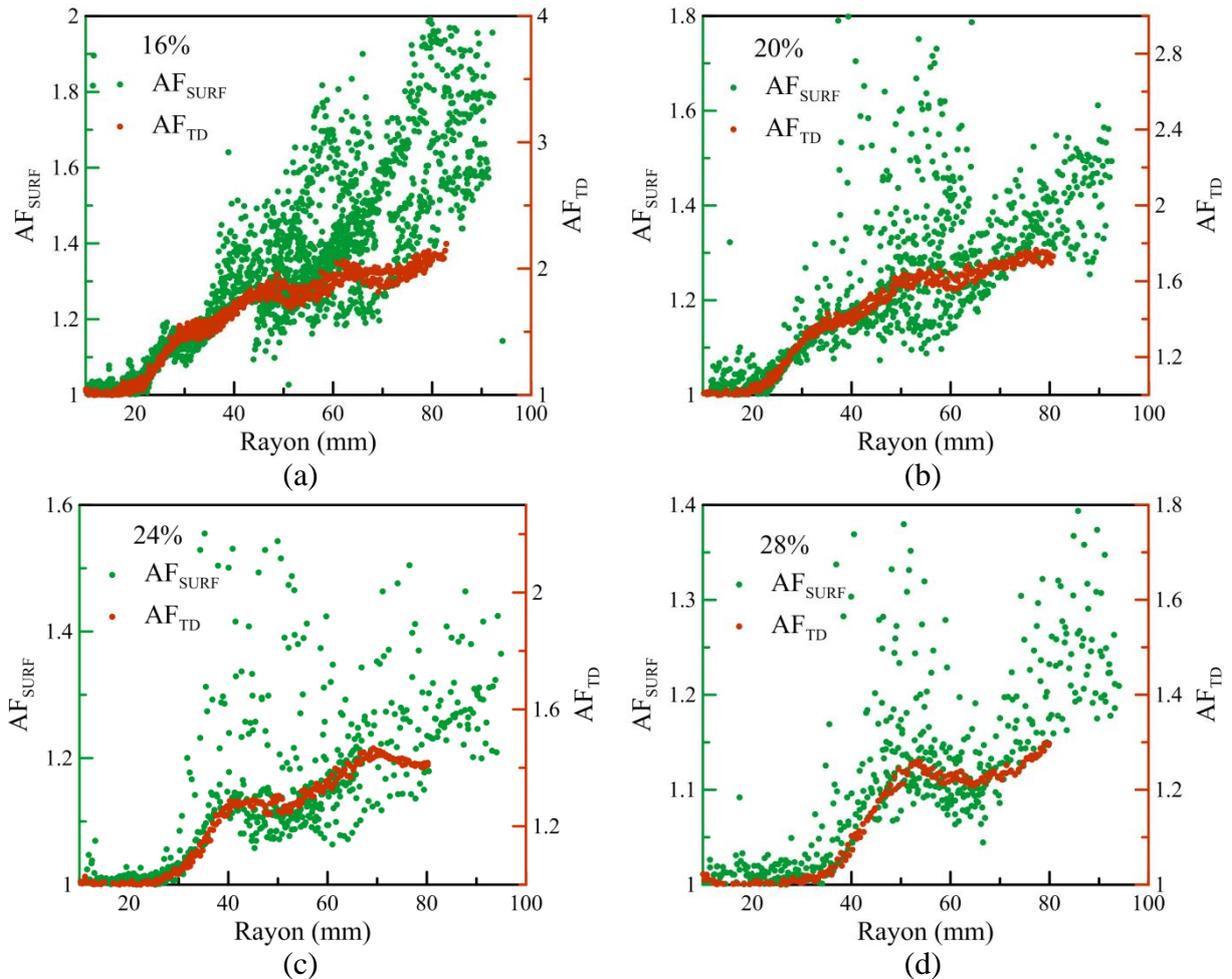


Figure 86 : Evolution du facteur d'amplification de surface et du facteur d'amplification de la vitesse en fonction du rayon de la flamme pour des mélanges à 16 %, 20 %, 24 % et 28 % d'hydrogène dans l'air.  $P = 101 \text{ kPa}$  et  $T = 293 \text{ K}$ .

On peut ainsi estimer une constante de proportionnalité entre le facteur d'amplification de la surface et le facteur d'amplification thermo-diffusif. Les valeurs de ce rapport sont reportées sur la Figure 87. A 16 % d'hydrogène dans l'air, la constante de proportionnalité est de 2,00 et décroît selon un polynôme de second degré jusqu'à 1,29 pour le mélange à 28 %. Le polynôme est égale à :

$$\frac{AF_{TD}}{AF_{SURF}} = 28,37(xH_2)^2 - 18,41(xH_2) + 4,22. \quad (103)$$

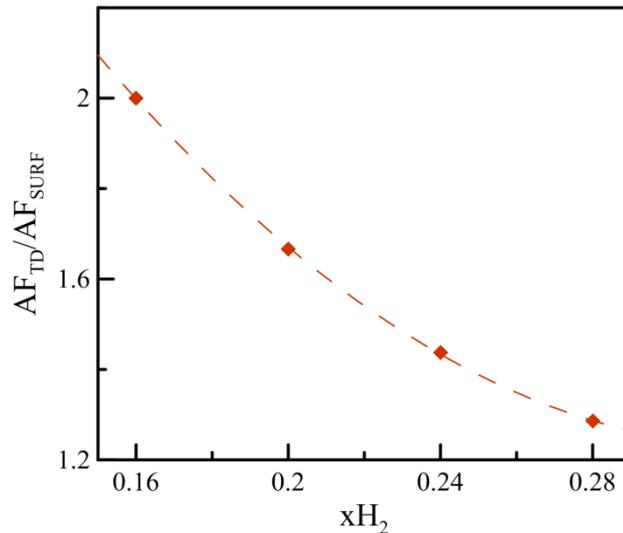


Figure 87 : Proportionnalité entre le facteur d'amplification de la surface et le facteur d'amplification de la vitesse en fonction de la fraction d'hydrogène dans l'air.  $P = 101 \text{ kPa}$  et  $T = 293 \text{ K}$ .

## 4.7. Conclusion

L'impact de la fréquence d'acquisition et la résolution des images sur la mesure de la vitesse de flamme laminaire a été estimé. Une augmentation de la résolution des images permet de réduire l'erreur effectuée sur la mesure de la  $S_L^0$ . Par contre, la fréquence d'acquisition ne modifie que marginalement la valeur de  $S_L^0$ .

L'importance du domaine de rayons utilisé a été évaluée en faisant varier le rayon minimum et maximum lors du calcul de  $S_L^0$  et  $L_b$  par la méthode linéaire et la méthode non-linéaire. Si la flamme observée est lisse et se propage sur une distance supérieure à 30 mm, il est préférable d'utiliser la méthode de régression non-linéaire. Lorsque l'on observe la formation d'instabilité sur la surface de la flamme, il est préférable d'utiliser la méthode linéaire car un domaine restreint induit une forte variation de  $S_L^0$  et  $L_b$  mesurés par la méthode non-linéaire.

Les vitesses de flamme laminaire à étirement nul et les longueurs de Markstein ont été mesurées à 101,3 kPa et 293 K avec la méthode linéaire pour des mélanges à 16 %, 20 %, 24 % et 28 % d'hydrogène dans l'air. On observe un bon accord entre les valeurs mesurées et les résultats présents dans la littérature.

L'épaisseur de flamme, l'énergie d'activation, le nombre de Zeldovich et le nombre de Lewis ont été estimés avec le logiciel Cosilab® couplé au mécanisme de Mével<sup>62</sup>.

Le rayon critique d'apparition des instabilités thermo-diffusives a été mesuré pour des mélanges à 16 %, 20 %, 24 % et 28 % d'hydrogène dans l'air. Il augmente linéairement avec le pourcentage molaire en hydrogène du mélange : il est de 13,37 mm lorsque le mélange contient 16 % d'H<sub>2</sub> et il passe à 37,04 mm pour 28 % d'H<sub>2</sub> dans l'air. Les nombres de Peclet critique (rapport du rayon critique sur l'épaisseur de flamme du profil de température) mesurés montrent un bon accord avec les résultats obtenus par Sun et coll.<sup>66</sup>

Le facteur d'amplification dû aux instabilités thermo-diffusives (rapport de la vitesse spatiale sur la vitesse spatiale d'une flamme lisse) a été mesuré avec le dispositif Schlieren et la tomographie laser pour des mélanges à 16 %, 20 %, 24 % et 28 % d'hydrogène dans l'air. Les observations avec le dispositif Schlieren ont mis en évidence, une accélération de la vitesse en deux phases, commune aux 4 mélanges, une phase d'augmentation rapide de la vitesse, correspondant à une augmentation de 25 mm du rayon après le rayon critique, suivie d'une phase d'augmentation plus modérée. Le facteur d'amplification atteint 1,8 pour le mélange à 16 % et 1,25 pour le mélange à 28 %.

L'impact de l'ensemencement sur la vitesse de propagation de la flamme a été mis en évidence. En présence de DEHS, la vitesse spatiale de flamme oscille entre une phase d'accélération forte et une phase de faible décélération. De plus le rayon d'apparition des cellules est diminué par la présence des gouttes dans le mélange.

Bien que l'impact de l'ensemencement soit non-négligeable, le facteur d'amplification de la vitesse ( $V_S/V_{S,lisse}$ ) a été comparé au facteur d'amplification de la surface ( $A_{plissée}/A_{sphère}$ ) pour les expériences effectuées par tomographie laser. Une constante de proportionnalité a été mesurée entre les deux facteurs, le facteur d'amplification de la vitesse est deux fois plus élevé que le facteur d'amplification de la surface pour le mélange à 16 %. La constante de proportionnalité décroît, selon un polynôme de second degré, avec l'augmentation de la fraction en hydrogène.

# CHAPITRE 5. PROPAGATION DES FLAMMES EN MILIEU TURBULENT

Ce chapitre rassemble les résultats obtenus au cours de ce travail concernant la combustion de mélanges  $H_2$ /air, initialement à température ambiante et à pression atmosphérique lorsqu'une turbulence initiale est créée dans l'enceinte.

La première partie porte sur la caractérisation de la turbulence au sein de l'enceinte avant inflammation. La vitesse moyenne, la fluctuation de vitesse, l'échelle intégrale ainsi que l'homogénéité et l'isotropie, pour différentes vitesses de rotation des ventilateurs, sont présentés et discutés.

Dans la deuxième partie sont présentées les mesures des limites d'inflammabilité d'un mélange hydrogène/air en milieu quiescent et en milieu turbulent.

Dans la dernière partie sont présentées les mesures obtenues pour des flammes turbulentes d'hydrogène dans l'air. L'impact de la turbulence et de la richesse sur la mesure de la vitesse de flamme turbulente est discuté. Une corrélation est établie pour estimer le facteur d'amplification de la vitesse en fonction des différents paramètres de la turbulence (intensité, échelle intégrale) et de la flamme (rayon de la flamme, vitesse de flamme laminaire).

## 5.1. Caractérisation de la turbulence initiale au sein de l'enceinte

Le but de ce travail est l'étude de la propagation des flammes en expansion sphérique de mélanges hydrogène/air en présence d'une turbulence initiale donnée. Aussi, est-il impératif d'avoir une bonne connaissance de la turbulence initiale créée dans l'enceinte avant l'inflammation. Elle est créée par la mise en rotation de 8 ventilateurs. Bien que la rotation des ventilateurs puisse atteindre 10 000 tours par minute (tpm), les vitesses de rotation considérées dans le cadre de la thèse sont comprises entre 1 000 et 5 000 tpm. La turbulence initiale est caractérisée par un diagnostic laser : la vélocimétrie par images de particules

(PIV). Le système de PIV est décrit dans le chapitre 2. Une première série de mesures a été effectuée afin de pouvoir déterminer les conditions optimales de mesures des vitesses du fluide en mouvement pour chaque consigne de vitesse de rotation des ventilateurs. Ces mesures préliminaires ont permis d'optimiser les conditions en termes d'intervalle de temps entre deux pulses laser pour un déplacement de 4 pixels qui a pu ainsi être choisi d'une manière plus précise. Une fois cet intervalle de temps connu, des mesures ont été réalisées. Pour chaque consigne de vitesse de rotation des ventilateurs, un minimum de 800 couples d'images a été enregistré. Les conditions de mesures des vitesses du fluide au sein de l'enceinte sont résumées dans le Tableau 10.

Vitesse de rotation (Hz) - (tpm)	Nombre de couples d'images	Délais entre deux pulses ( $\mu$ s)
16,67 - 1 000	1 000	348
	800	348
	800	400
33,33 - 2 000	1 000	153
	800	153
	800	170
50 - 3 000	1 000	95
	800	95
66,67 - 4 000	1 000	65
	800	65
83,33 - 5 000	1 000	51

*Tableau 10 : Récapitulatif des mesures par PIV : Vitesse de rotation des ventilateurs, nombre de couples d'images enregistrées et délai entre deux pulses pour chaque expérience.*

Les mesures de vitesse ont été effectuées sur une bande de 100 mm par 140 mm correspondant à la taille de la nappe laser.

Les vitesses moyennes sont mesurées sur la fenêtre de visualisation pour différentes vitesses de rotation des ventilateurs comprises entre 1 000 et 5 000 tpm. La moyenne de la composante  $U$  de la vitesse, notée  $\bar{U}$ , au sein de l'enceinte (Figure 88) est comprise entre -0,5 et +0,5 m/s. A 1 000 tpm,  $\bar{U}$  est très proche de 0 m/s sur la fenêtre de visualisation. Cependant, on note une légère augmentation de  $\bar{U}$  lorsque la vitesse de rotation est augmentée de 1 000 à 5 000 tpm.

Le même comportement est observé pour la moyenne de la composante  $V$  de la vitesse notée  $\bar{V}$  comme on peut le voir sur la Figure 89. Lorsque les ventilateurs ont une vitesse de rotation de 1 000 tpm,  $\bar{V}$  est très proche de 0 m/s sur un diamètre de 200 mm. On note aussi une augmentation de cette dernière sur ce domaine de visualisation lorsque la vitesse de rotation des ventilateurs passe de 1 000 à 5 000 tpm.

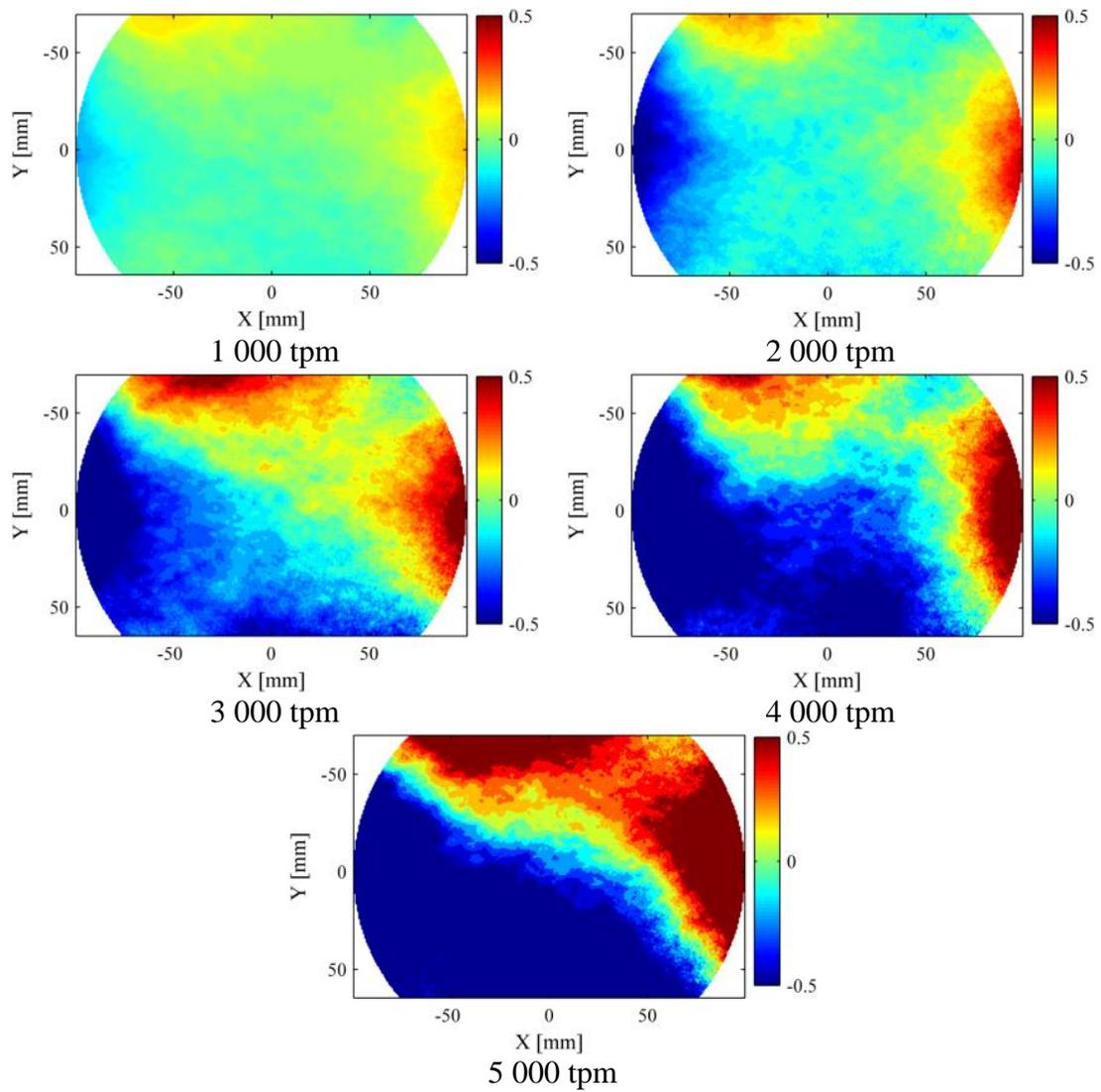


Figure 88 : Cartographies des vitesses moyennes de la composante  $U$  (m/s) sur les essais de 1 000 à 5 000 tpm. La cartographie est centrée sur le hublot.

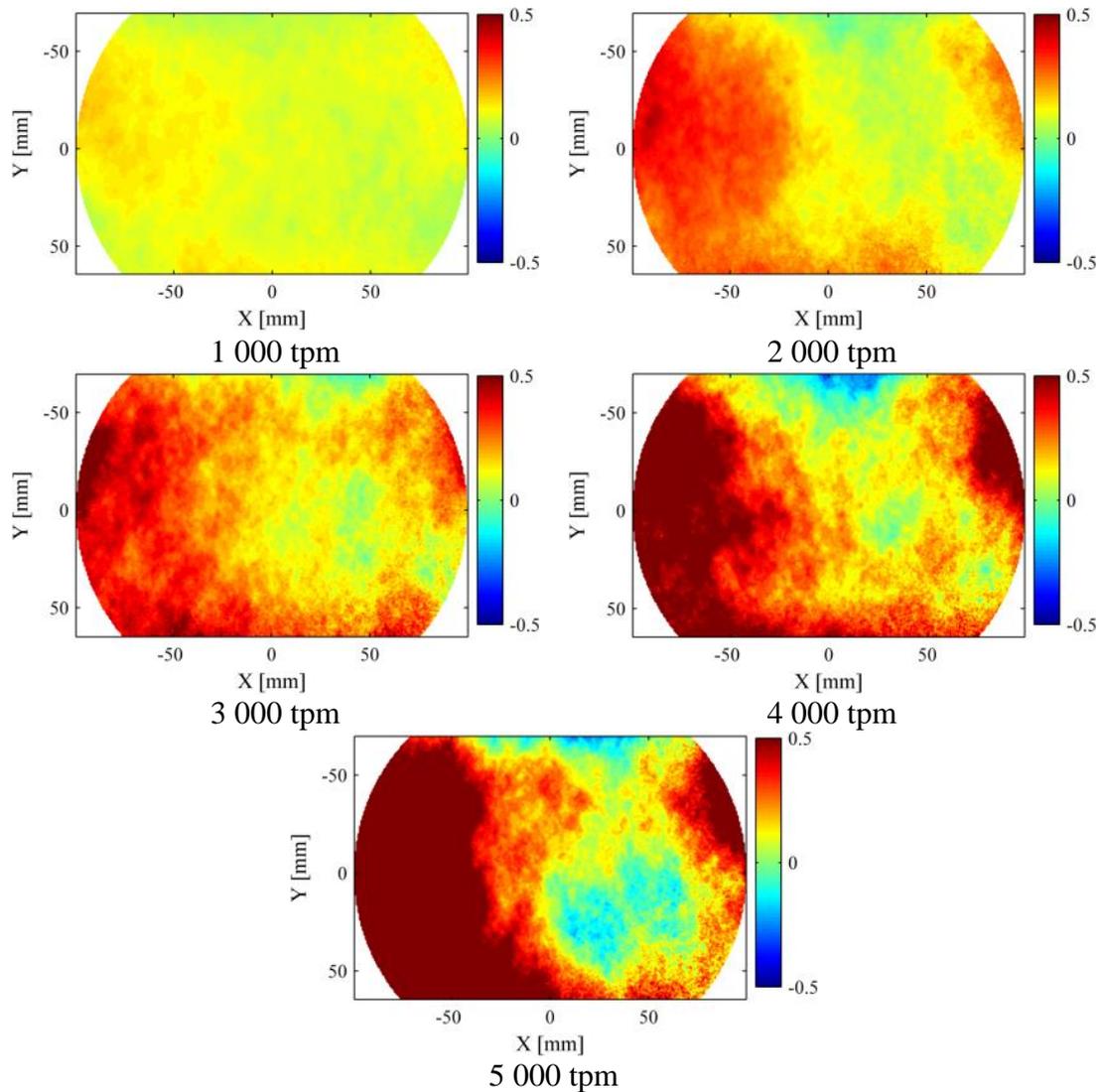


Figure 89 : Cartographies des vitesses moyennes pour la composante  $V$  (m/s) sur les essais de 1 000 à 5 000 tpm. La cartographie est centrée sur le hublot.

Dans la mesure où les flammes turbulentes auxquelles nous nous intéresserons seront sphériques, il est plus opportun de caractériser l'écoulement en coordonnées « polaires » et donc de calculer les vitesses moyennes en effectuant des moyennes circulaires. Une moyenne circulaire ( $U_{moy}$  et  $V_{moy}$ ) peut être définie comme étant la moyenne des composantes  $U$  et  $V$  dans un anneau circulaire de rayon  $r$  compris entre 10 et 100 mm centré sur le hublot correspondant à la taille maximale de la fenêtre de visualisation (Figure 90). Les valeurs de  $V_{moy}$  sont comprises entre 0,06 et 0,36 m/s, tandis que  $U_{moy}$  est proche de 0 m/s entre 1 000 et 3 000 tpm et diminue jusqu'à -0,32 m/s lorsque la vitesse de rotation augmente jusqu'à 5 000 tpm. Pour des vitesses de rotation allant de 1 000 à 3 000 tpm,  $U_{moy}$  et  $V_{moy}$  sont constantes quel que soit le rayon. Pour les vitesses de rotation supérieure ou égale à 4 000 tpm on observe une augmentation de la moyenne des composantes de 0,1 à 0,2 m/s.

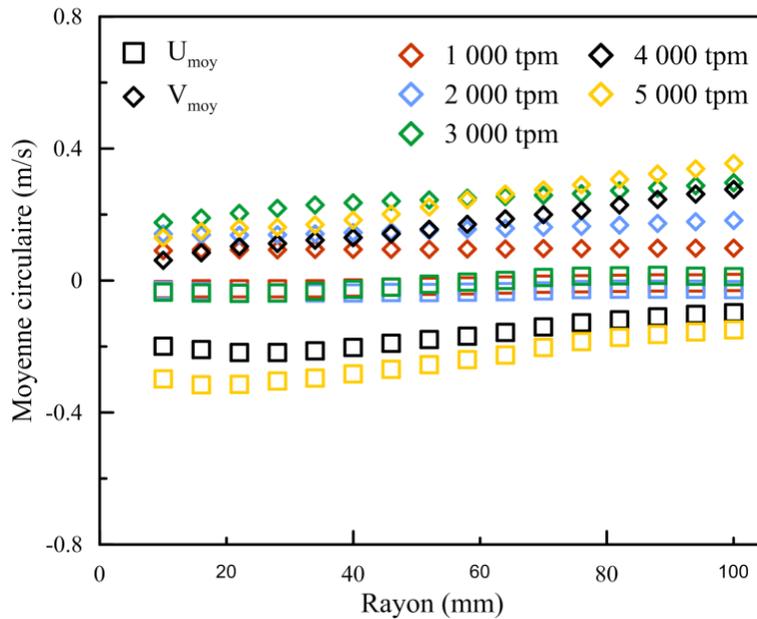


Figure 90 : Moyenne circulaire pour les composantes  $U$  et  $V$  en fonction du rayon de la zone de visualisation centrée sur le hublot.

Les moyennes circulaires de diamètre 50 mm sont tracées en fonction de la vitesse de rotation des ventilateurs sur la Figure 91. Pour toutes les vitesses de rotation, la moyenne circulaire de la composante  $V$  semble constante autour de 0,18 m/s. On observe une diminution de  $U_{moy}$  en fonction de la vitesse : proche de 0 à 1 000 tpm elle décroît jusqu'à  $-0,26$  m/s de 3 000 à 5 000 tours par minute.

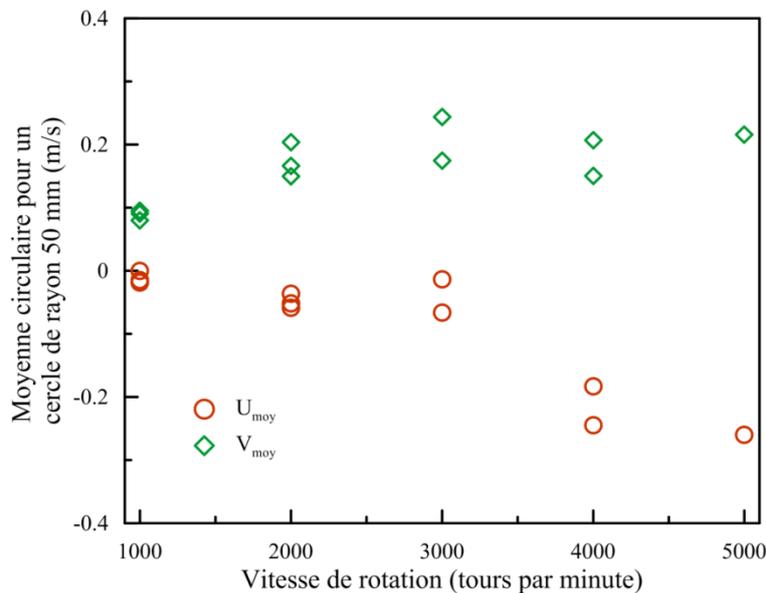


Figure 91 : Moyenne circulaire pour un rayon de 50 mm en fonction de la vitesse de rotation des ventilateurs

Il est aussi plus judicieux de définir la moyenne quadratique circulaire comme la moyenne circulaire des moyennes quadratique  $U_{RMS}$  et  $V_{RMS}$  dans un cercle de rayon  $r$  compris

entre 50 et 100 mm centré sur le hublot (Figure 92). Comme pour la vitesse moyenne circulaire, la moyenne quadratique,  $u'$ , ne semble pas être modifiée lorsque l'on augmente la taille du cercle.

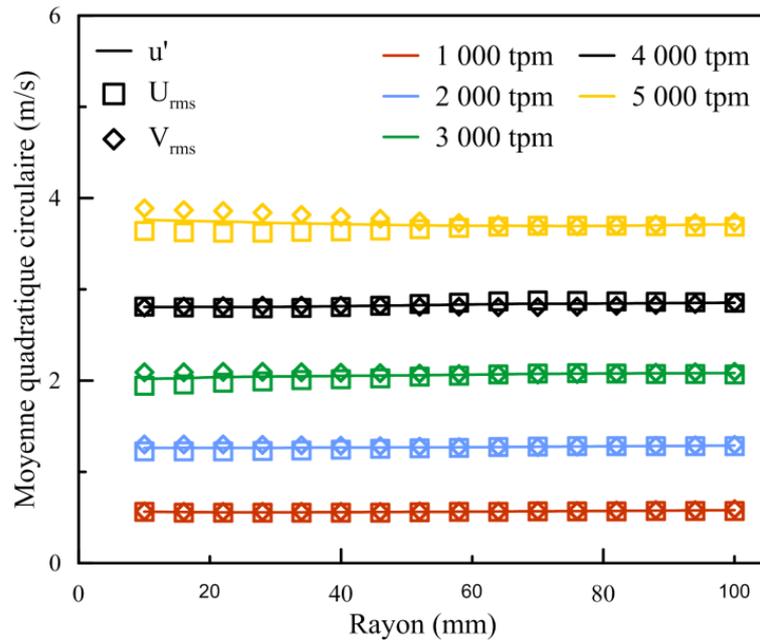


Figure 92 : Moyennes quadratiques circulaires  $U_{RMS}$ ,  $V_{RMS}$  et  $u'$  en fonction du rayon d'un cercle centré sur la bombe.

L'écart maximal entre  $U_{RMS}$  et  $V_{RMS}$  est de 0,1 m/s lorsque la vitesse de rotation est fixée à 3 000 et à 5 000 tpm.

Par ailleurs, la distribution des vecteurs instantanés par rapport à la moyenne quadratique dans un cercle de 50 mm de diamètre (Figure 93) suit une distribution gaussienne pour toutes les vitesses de rotation. Cette proximité avec le cas idéal qu'est la gaussienne traduit une homogénéité de la distribution des valeurs de vitesse autour de la fluctuation.

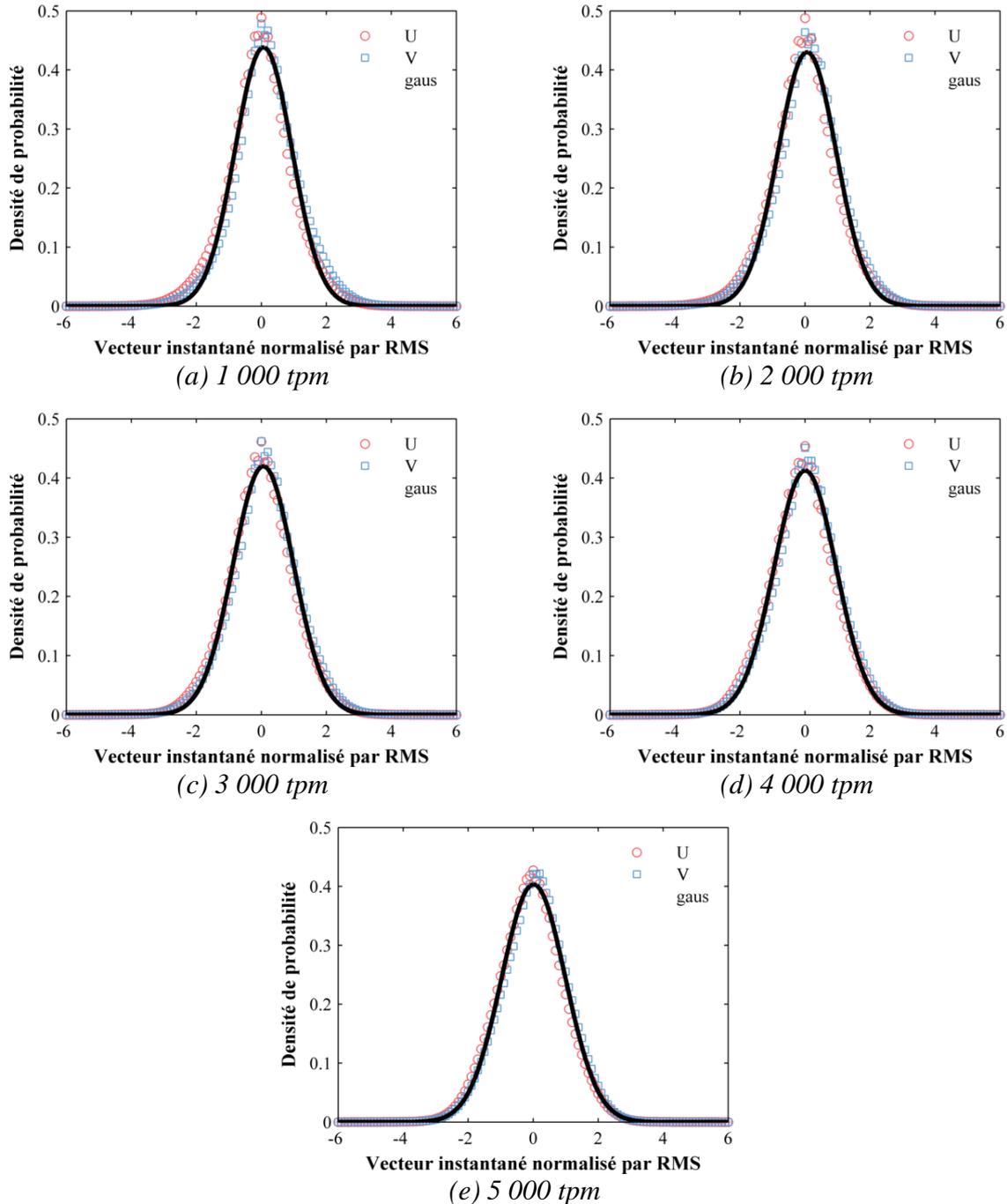


Figure 93 : Ecart de la vitesse instantané par rapport à la moyenne quadratique pour les essais de 1 000 à 5 000 tpm.

La fluctuation de vitesse  $u'$ , les moyennes quadratiques  $U'$  et  $V'$  sont comparées au mouvement moyen de  $U$  et  $V$  en fonction de la vitesse de rotation des ventilateurs sur la Figure 94. L'écart entre  $U'$  et  $V'$  est faible par rapport à la valeur de la fluctuation de vitesse  $u'$ . Au maximum la différence entre  $U'$  et  $V'$  est de 10 % de la valeur de la fluctuation dans le cas d'une vitesse de rotation à 5 000 tpm. Le mouvement moyen est très faible devant la fluctuation de vitesse de la turbulence, il représente, au maximum, 15 % de la fluctuation de

vitesse dans le cas d'une rotation à 1 000 tpm et décroît jusqu'à 2 % lorsque la vitesse de rotation est de 5 000 tpm. Il est ainsi possible d'établir une relation entre la vitesse de rotation des ventilateurs et la fluctuation de vitesse dans l'enceinte. Si l'on assume une fluctuation nulle à 0 tpm, on peut alors exprimer la fluctuation de vitesse selon :

$$u' = A \cdot V_{rotation}^2 + B \cdot V_{rotation} \quad (104)$$

Avec  $A = 4,0273 \times 10^{-8}$  et  $B = 5.5457 \times 10^{-4}$  avec un coefficient de détermination de 0,9992.

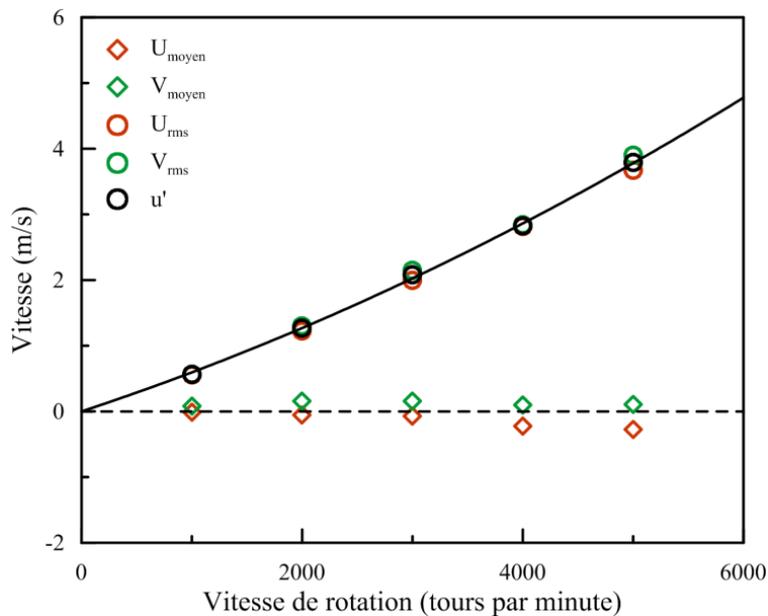


Figure 94 : Fluctuation de vitesse  $u'$ , moyenne circulaire quadratique et moyenne circulaire pour un rayon 50 mm en fonction de la vitesse de rotation des ventilateurs. Les barres d'erreurs sont négligeables devant la taille des points.  $P = 101$  kPa et  $T = 293$  K.

L'homogénéité (invariance spatiale par translation) et l'isotropie (invariance par rotation) des composantes  $U$  et  $V$  sont caractérisées sur toute la surface de visualisation des hublots. Ces notions ont été définies dans le chapitre méthodologie. Dans le cas où la vitesse de rotation est fixée à 3 000 tpm, l'homogénéité de  $U$  est comprise entre 1,1 et 0,9 sur une large bande centrée allant de -50 mm à 50 mm (Figure 95). La largeur de cette bande peut varier de quelques millimètres d'une expérience à l'autre sans aucune corrélation avec le nombre de couple ou la vitesse de rotation choisie. Pour les autres conditions de vitesses de rotation des ventilateurs, l'homogénéité est bien meilleure.

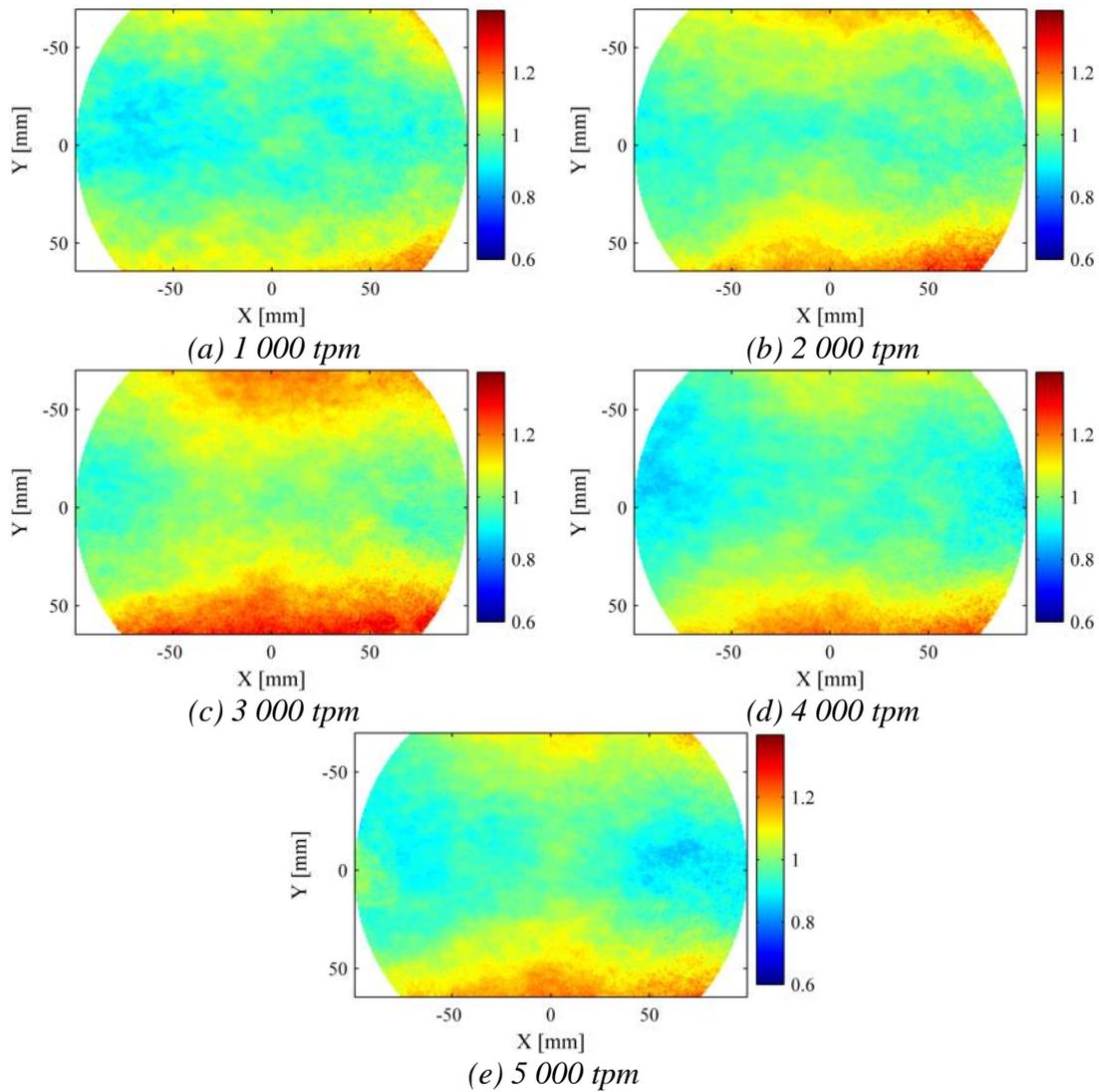


Figure 95 : Cartographie d'homogénéité de la composante  $U$ ,  $H_U$ , pour les essais de 1 000 à 5 000 tpm. La Cartographie est centrée sur le hublot.

Comme on peut le voir sur la Figure 96, l'homogénéité de  $V$  est comprise entre 1,1 et 0,9 sur la quasi-totalité du champ d'observation lorsque la vitesse de rotation est fixée à 3 000 tpm. Cependant, il faut noter que dans certains cas mesurés, l'homogénéité peut être supérieure à 1,2 sur le bord droit sur une bande d'environ 5 mm et une zone centrée sur la partie supérieure de 5 à 10 mm de diamètre où l'homogénéité peut être inférieure à 0,8.

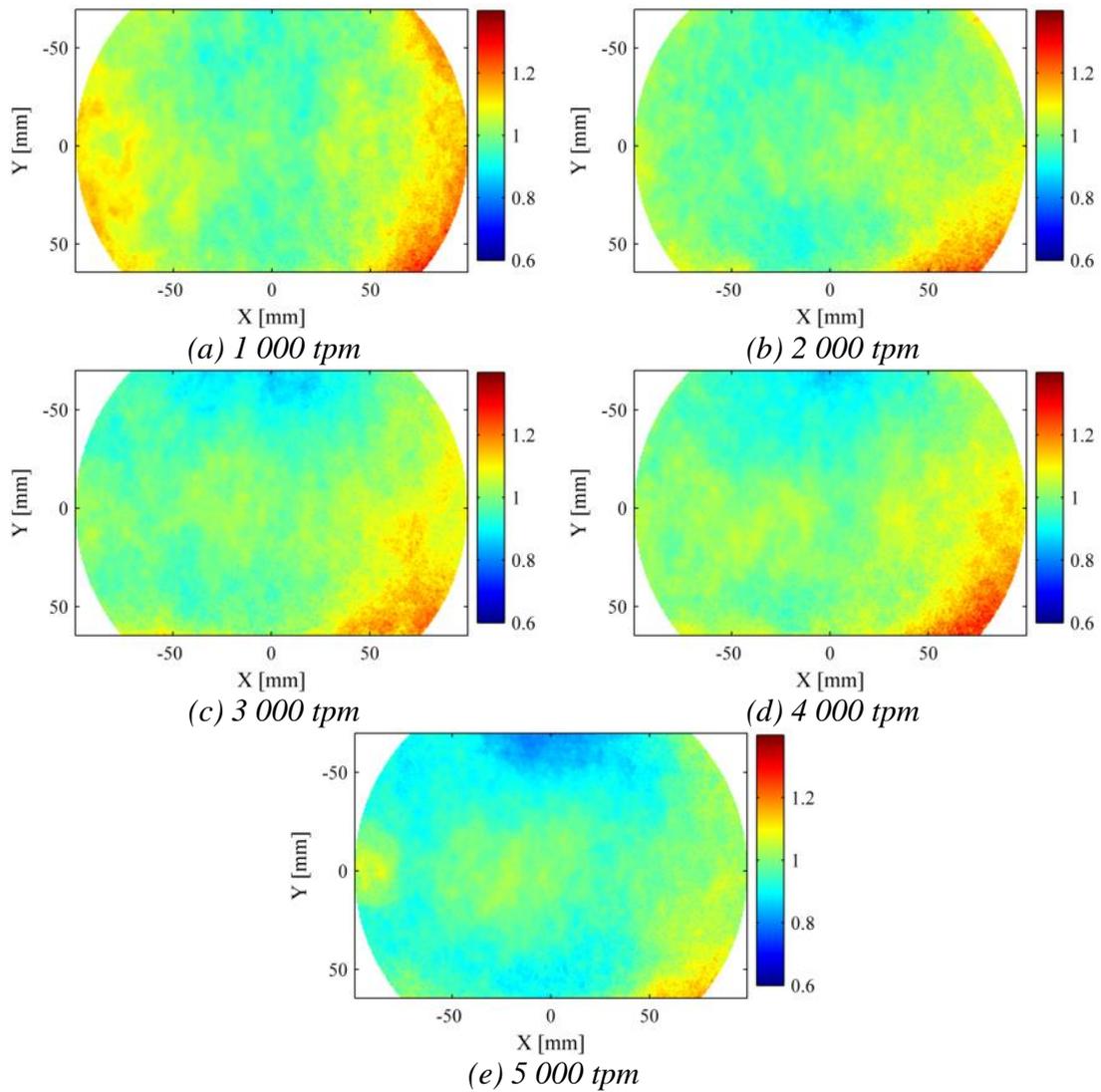


Figure 96 : Cartographie d'homogénéité de la composante  $V$ ,  $H_v$ , pour les essais de 1 000 à 5 000 tpm. La Cartographie est centrée sur le hublot.

Sur une zone centrée de 100 mm de hauteur et 140 mm de large, l'isotropie est comprise entre 1,1 et 0,9 sur les essais (Figure 97). La taille de cette zone peut varier de quelques millimètres en fonction des cas mesurés.

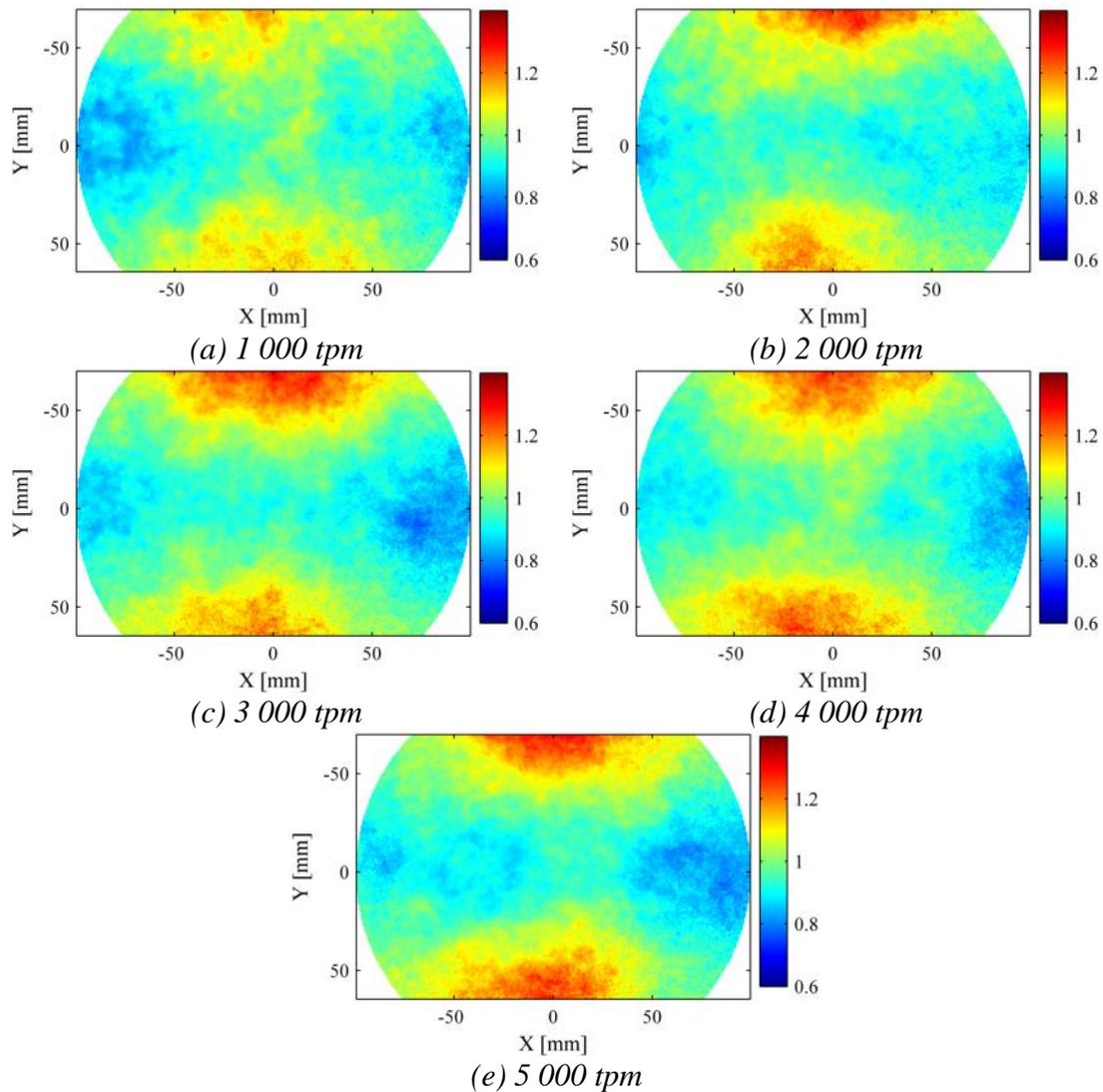


Figure 97 : Cartographie d'isotropie,  $I$ , pour les essais de 1 000 à 5 000 tpm. La Cartographie est centrée sur le hublot.

A l'aide de cette configuration expérimentale, on peut établir une zone de turbulence homogène et isotrope (comprise entre 0,9 et 1,1) centrée sur le hublot de 100 mm de hauteur et 140 mm de largeur. Plus on s'éloigne de cette zone, plus l'on s'écarte des conditions d'une turbulence homogène et isotrope. Les valeurs peuvent atteindre 1,3 ou 0,7 proche de la limite de la fenêtre d'observation.

La moyenne et l'écart-type de l'homogénéité et l'isotropie en fonction du rayon centré sur l'enceinte à différentes vitesses sont présentées sur la Figure 98. L'ensemble de ces valeurs sont comprises entre 0,8 et 1,2 quel que soit le rayon. L'homogénéité et l'isotropie fluctuent entre 0,9 et 1,1 et l'écart-type augmente avec le rayon. Un rayon critique de 50 mm est alors défini au-delà duquel les conditions idéales de turbulence homogène et isotrope ne sont plus rigoureusement respectées mais qui restent cependant très proches du cas idéal.

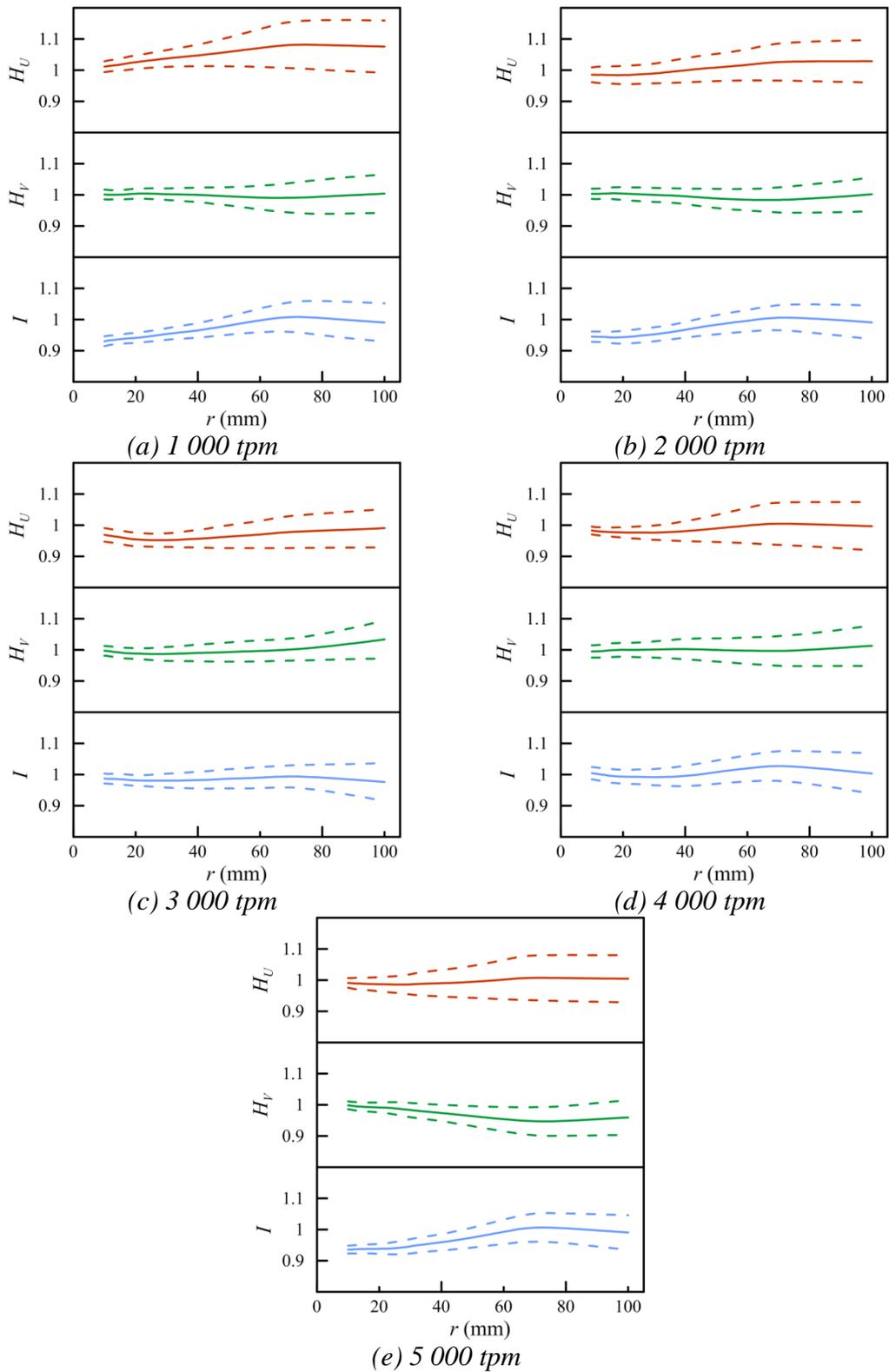


Figure 98 : Homogénéité selon U et V et isotropie de la turbulence au sein de la bombe sphérique en fonction du rayon de la zone de mesure centrée autour des électrodes de 1 000 tpm à 5 000 tpm.

L'échelle intégrale est mesurée au point central du hublot par autocorrélation des champs de vecteurs pour chaque composante de la vitesse. On obtient alors des cartographies d'autocorrélation  $R_{UU}$  et  $R_{VV}$  pour chaque essai (Figure 99).

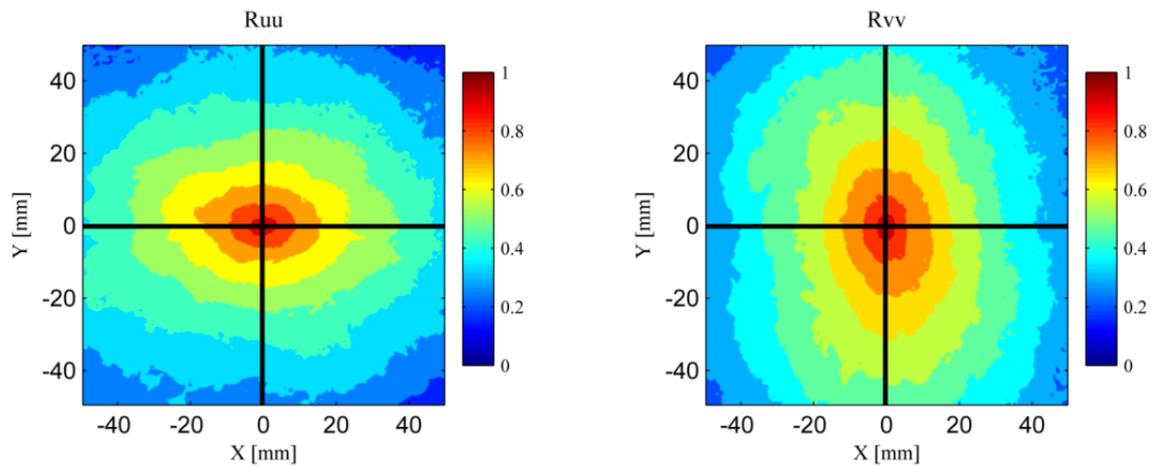


Figure 99 : Autocorrélation de la composante U et V pour une vitesse de rotation de 2 000 tpm.

Il est alors possible de calculer l'échelle intégrale longitudinale et transversale de chaque essai. Les valeurs des échelles sont alors mesurées en effectuant une régression linéaire sur le logarithme de la corrélation croisée de 0 à 20 mm pour limiter l'impact du bruit présent sur la corrélation comme détaillé dans la section méthodologie.

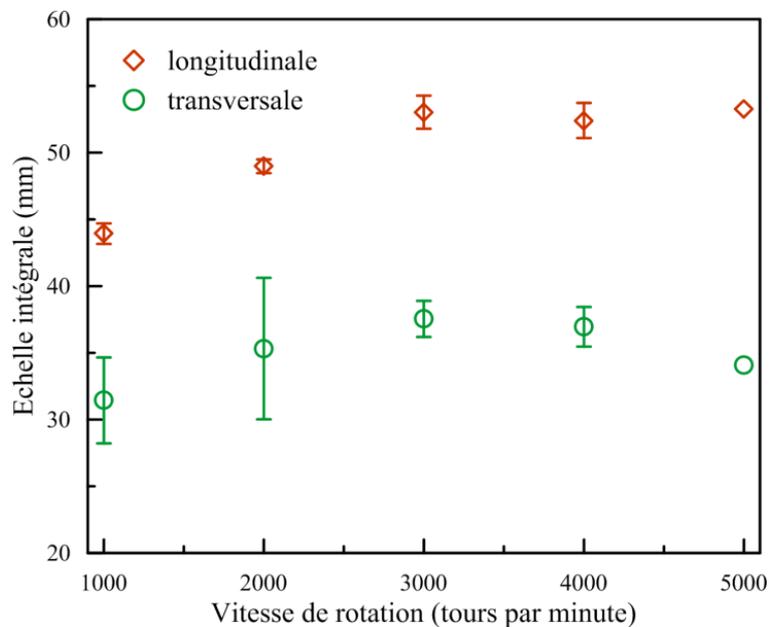


Figure 100 : Echelles intégrales longitudinale et transversale. Valeurs moyennes sur les essais.  $P = 101 \text{ kPa}$  et  $T = 293 \text{ K}$ .

La valeur de l'échelle intégrale varie légèrement en augmentant la vitesse de rotation des ventilateurs. Les échelles intégrales longitudinales et transversales augmentent d'une dizaine de millimètre lorsque la vitesse de rotation augmente de 1 000 à 3 000 tpm. L'échelle intégrale longitudinale atteint une valeur constante, égale à 55 mm pour une vitesse de rotation supérieure ou égale à 3 000 m/s. Par contre, l'échelle intégrale transversale semble diminuer de nouveau à 5 000 tpm. Cette dernière varie entre 32 et 38 mm pour les différentes vitesses de rotation étudiées.

Dans la suite du manuscrit, l'échelle intégrale longitudinale sera prise comme référence pour l'échelle intégrale. Le Tableau 11 résume l'ensemble des paramètres mesurés permettant d'apprécier la turbulence initiale créée au sein de la bombe sphérique BSIII par la mise en rotation des ventilateurs.

Vitesse de Rotation (tpm)	$U_{\text{moy}}$ (m/s)	$V_{\text{moy}}$ (m/s)	$U_{\text{RMS}}$ (m/s)	$V_{\text{RMS}}$ (m/s)	$u'$ (m/s)	$L_{\text{trans.}}$ (mm)	$L_{\text{long.}}$ (mm)
1 000	-0,01	0,09	0,56	0,56	0,56	31,4	43,9
± 10	± 0,01	± 0,01	± 0,01	± 0,01	± 0,01	± 1,9	± 3,1
2 000	-0,05	0,17	1,24	1,27	1,26	35,3	49,0
± 10	± 0,01	± 0,03	± 0,04	± 0,03	± 0,03	± 2,5	± 3,5
3 000	-0,04	0,21	2,06	2,10	2,08	37,5	53,0
± 10	± 0,04	± 0,05	± 0,04	± 0,03	± 0,04	± 2,2	± 2,7
4 000	-0,21	0,18	2,80	2,82	2,81	36,9	52,4
± 10	± 0,04	± 0,04	± 0,05	± 0,03	± 0,03	± 1,8	± 1,4
5 000	-0,26	0,22	3,65	3,76	3,70	34,1	53,3
± 10	± 0	± 0	± 0	± 0	± 0	± 0	± 0

Tableau 11 : Résumé des caractéristiques de la turbulence initiale créée au sein de la bombe BSIII en fonction de la vitesse de rotation des ventilateurs. La pression initiale est de 100 kPa et la température initiale est de 293 K.

## 5.2. Limites inférieures d'inflammabilité

### 5.2.1. Milieu Quiescent

Une première série de mesures de limites inférieures d'inflammabilité hydrogène/air ont été réalisées dans la BSII. Sur la Figure 101, on observe le comportement de la flamme proche des limites d'inflammabilité pour des pourcentages molaires d'hydrogène allant de 3,9 à 13,2 % lorsque le mélange est à une pression et une température initiale de 100 kPa et 303 K respectivement. On distingue deux comportements différents :

- pour des teneurs allant de 3,9 à 7,8 %, la flamme se propage principalement verticalement vers la paroi supérieure de la bombe et l'on observe une extinction lorsque la flamme entre en contact avec la paroi ;
  - pour des teneurs supérieures à 7,8 %, la flamme ne s'éteint pas au contact de la paroi supérieure. Bien que la combustion s'effectue principalement vers le haut, la flamme se propage jusqu'aux parties inférieures de la bombe dans un second temps ;
  - Au-delà de 10 % d'H<sub>2</sub> dans l'air, la propagation préférentielle vers le haut s'atténue progressivement qui devient alors possible dans toutes les directions. La flamme est sphérique mais présente des plissements sur toute sa surface.
- En-dessous d'une teneur de 3,9 %, aucune inflammation n'est possible.

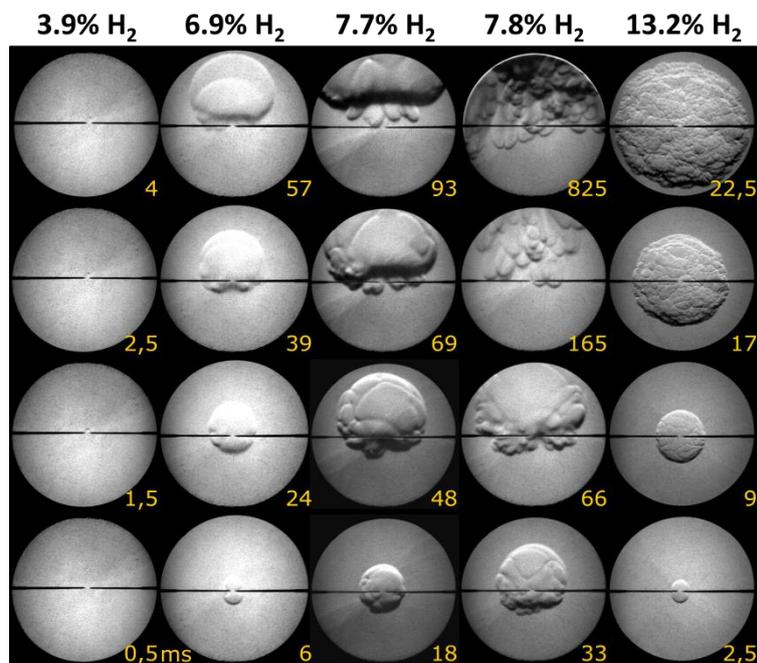


Figure 101 : Exemples de propagation de flamme hydrogène/air à 100 kPa et 303 K pour différentes teneur en hydrogène.

Les différents scénarios observés sont résumés sur la Figure 102. L'inflammation ascendante du mélange qui s'éteint en partie supérieure de l'enceinte est le résultat de l'effet de la gravité qui permet de propager la flamme vers le haut grâce aux forces de flottabilité.

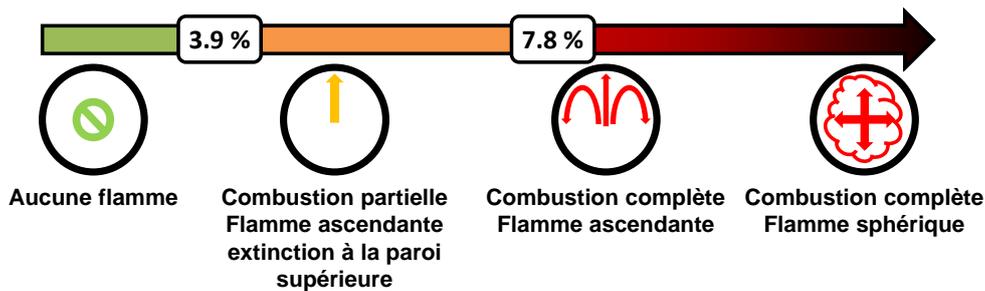


Figure 102 : Différents régimes de propagation de flamme observés aux limites en fonction de la teneur en hydrogène.

Les signaux de pression pour les différents régimes de propagation observés sont reportés sur la Figure 103. Pour de faibles teneurs en hydrogène, la combustion partielle suite à une flamme ascendante, induit des surpressions observées très faibles, de l'ordre de la centaine de millibars. Dans le cas où la flamme se propage d'abord vers le haut avant de brûler, dans un second temps, la totalité du volume, on observe une élévation de la pression en deux temps : la première correspondant à la flamme ascendante puis la seconde correspondant au retour de la flamme dans les parties inférieures de la bombe. Lorsque l'on augmente la teneur en hydrogène, la première montée en pression disparaît et les surpressions maximales atteintes augmentent ce qui est en accord avec les observations visuelles rendant compte d'un développement isotrope des flammes.

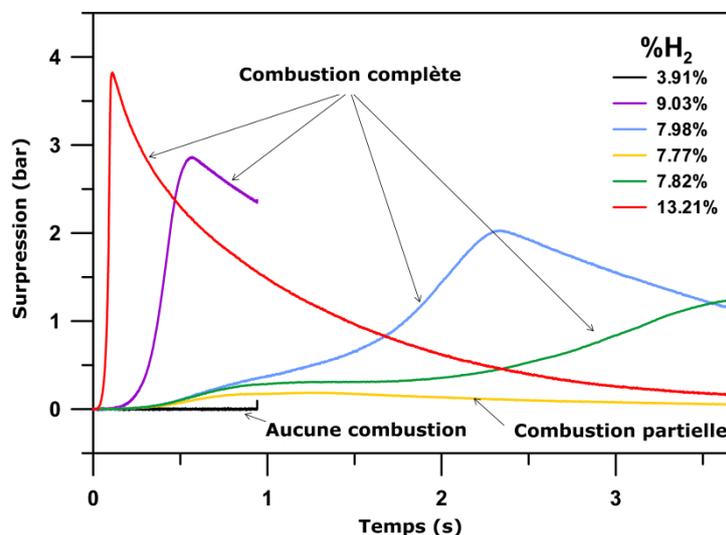


Figure 103 : Evolution temporelle de la surpression au sein de l'enceinte BSII pour différents mélanges hydrogène air initialement à 100 kPa et 303 K.

Une seconde série de mesures a été réalisée dans la nouvelle installation BSIII pour une pression initiale de 100 kPa, mais à une température initiale plus basse, elle a été fixée à 293 K. Dans ces conditions, aucune propagation de flamme n'a été obtenue lorsque la teneur en hydrogène est inférieure ou égale à 4,5 % dans l'air. Ainsi, la limite inférieure

d'inflammabilité de l'hydrogène dans l'air est de 4,5 %. Cette valeur est supérieure à celle déterminée précédemment. En effet, la limite d'inflammabilité dépend de la température initiale<sup>15</sup>, ainsi un abaissement de la température initiale depuis 303 K vers 293 K a pour conséquence une augmentation de la limite inférieure d'inflammabilité qui passe alors de 3,9 % à 4,5 %.

### **5.2.2. Milieu avec une turbulence initiale contrôlée**

La limite inférieure d'inflammabilité (LII) a été mesurée en présence de turbulence pour les mélanges hydrogène/air initialement à 293 K et à pression atmosphérique. Pour déterminer la LII, plusieurs mélanges sont préparés dans l'enceinte par la méthode des pressions partielles. Sous l'effet d'une turbulence, on considèrera qu'il n'y a pas inflammation si, après 10 étincelles consécutives, le noyau de flamme initialement formé suite à l'étincelle ne donne pas naissance à une propagation de flamme identifiable accompagnée. La comparaison entre les signaux de pression en cas d'inflammation ou de non-inflammation pour les différentes conditions de turbulence sont reportés sur la Figure 104. La fraction molaire d'hydrogène minimum nécessaire pour obtenir une inflammation est plus élevée à mesure que la fluctuation de vitesse augmente. Il faut 4,6 % d'hydrogène dans l'air pour obtenir une inflammation lorsque  $u'$  est fixé à 0,56 m/s (1 000 tpm) tandis que 5,6 % d'hydrogène sont nécessaires pour observer une combustion à  $u' = 2,81$  m/s (4 000 tpm). Lorsque l'on se situe au voisinage de la limite d'inflammabilité côté inflammable, le temps nécessaire pour observer l'augmentation de la pression au sein de l'enceinte diminue lorsque  $u'$  augmente. La surpression observée pour ces mélanges situés au voisinage de la limite augmente avec l'augmentation valeur de  $u'$ .

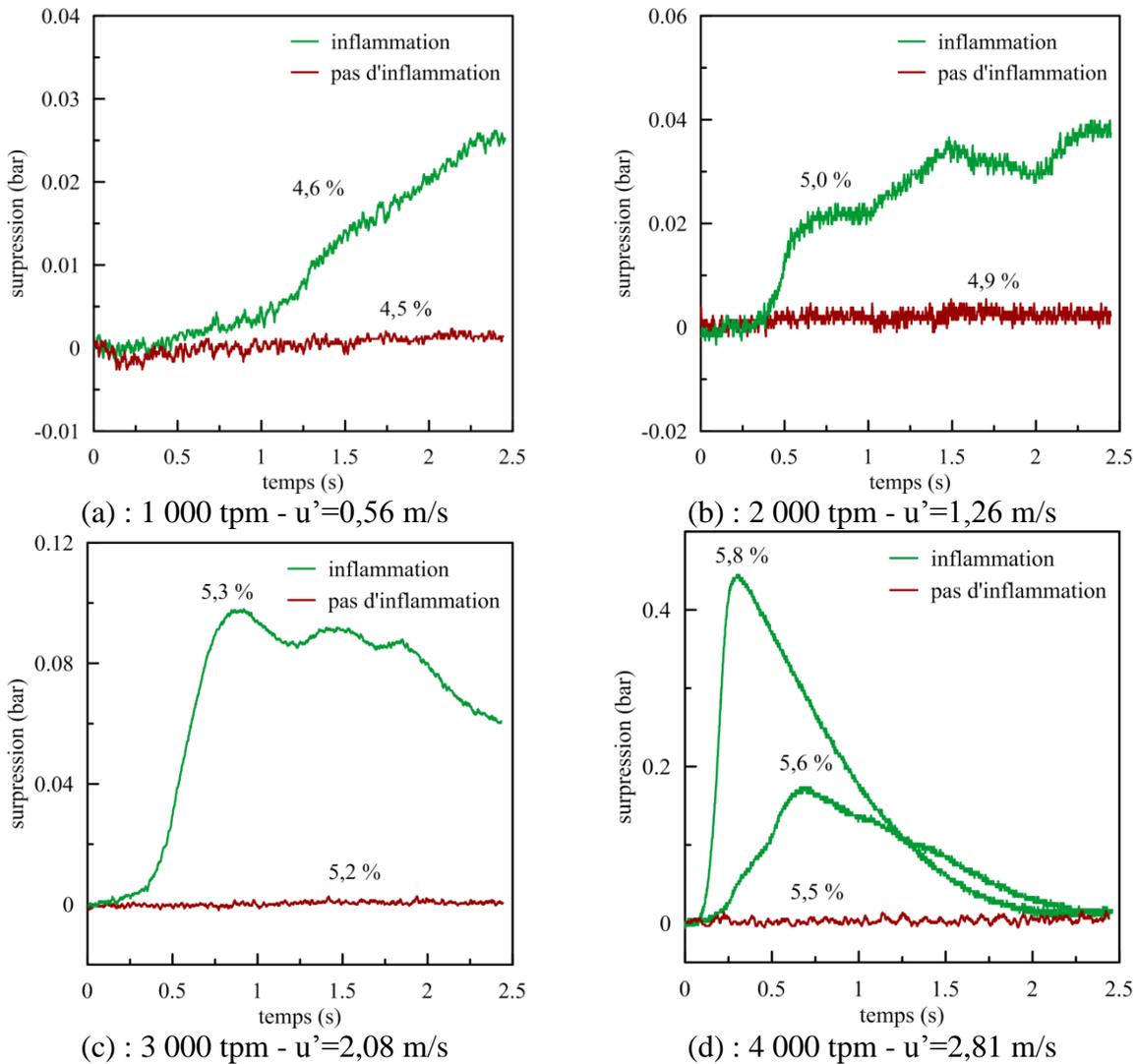


Figure 104 : Evolution temporelle de la surpression au sein de l'enceinte BSIII pour différents mélanges hydrogène air initialement à 101 kPa et 293 K en fonction de la turbulence.

La comparaison entre le capteur situé sur l'hémisphère supérieur de l'enceinte et celui situé sur l'hémisphère inférieur est présenté sur la Figure 105. Les profils d'augmentation de la pression et les surpressions maximales enregistrées sont identique pour les deux capteurs. Or, il est important de noter que ces deux capteurs sont différents et leur réponse thermique est différente. La décroissance de la pression dans les gaz brûlés diffère selon le capteur utilisé, ce signal résulte de la combinaison de deux phénomènes différents, l'abaissement de la pression dû aux échanges thermiques entre les gaz brûlés et la paroi de l'enceinte et la réponse de l'élément sensible du capteur de pression lorsqu'il est soumis à une sollicitation thermique. Il est important de rappeler que les capteurs de pression utilisés au cours de ce travail sont protégés thermiquement. On note ainsi que la barrière thermique joue bien son rôle en diminuant le comportement de flash-température pendant la phase de combustion. Mais pour

des temps d'exposition longs du capteur, la barrière perd de son efficacité rendant difficile l'isolation complète de ce dernier.

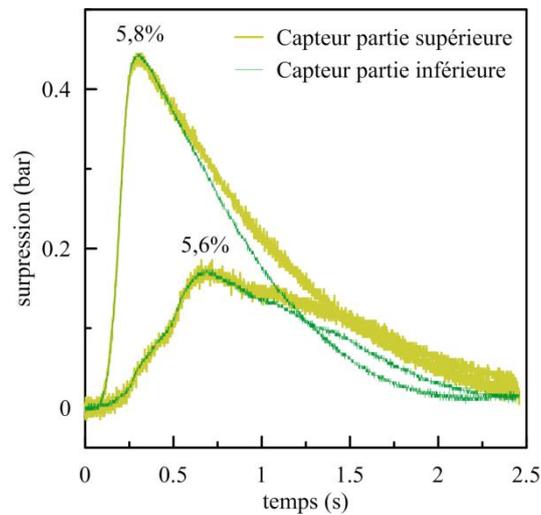


Figure 105 : Comparaison de l'évolution temporelle de la surpression en fonction de la position du capteur au sein de l'enceinte BSIII pour différents mélanges hydrogène air initialement à 101 kPa, 293 K et 4 000 tpm.

Pour une fluctuation de vitesse initiale donnée, la LII est déduite en ajustant une loi normale aux observations des inflammations ou non-inflammation obtenues (Figure 106). La moyenne de la loi normale correspond à la LII et la variance de la loi nous renseigne sur l'erreur effectuée sur la mesure.

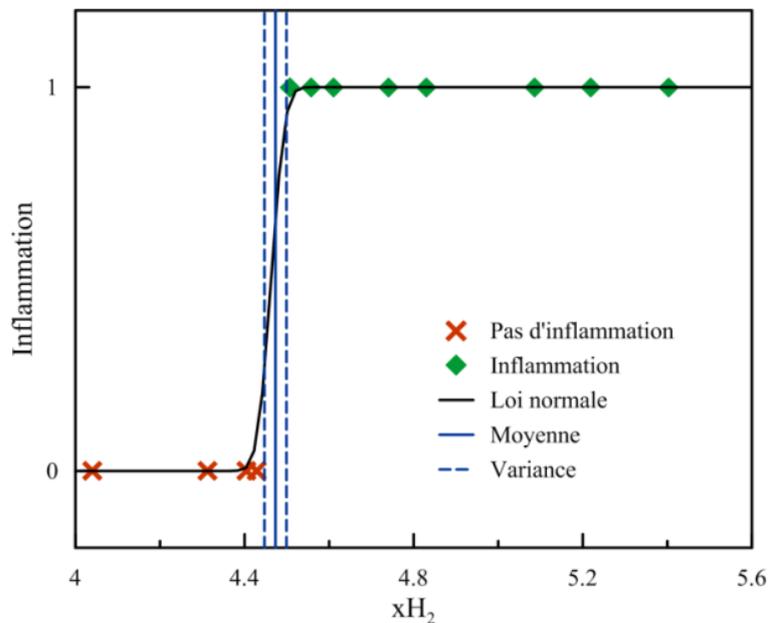


Figure 106 : Détermination de la limite inférieure d'inflammabilité pour un mélange hydrogène/air sans turbulence.

Afin d'illustrer nos observations, les images de la propagation de la flamme lorsque la fraction d'hydrogène est proche de la limite sont reportées sur les 4 figures suivantes. Chaque figure illustre un exemple correspondant à un couple de valeur en termes de teneur en hydrogène et en fluctuation de vitesse initiale :

- Figure 107, 4,6 %H<sub>2</sub> et  $u' = 0,56$  m/s ;
- Figure 108, 5,0 %H<sub>2</sub> et  $u' = 1,26$  m/s ;
- Figure 109, 5,2 %H<sub>2</sub> et  $u' = 2,08$  m/s ;
- Figure 110, 5,6 %H<sub>2</sub> et  $u' = 2,81$  m/s.

Le comportement de la flamme turbulente proche de la limite d'inflammabilité est très voisin de celui d'une flamme laminaire à cette même limite. Dans le cas laminaire, on observe une propagation ascendante de la flamme dans l'enceinte. Pour les cas turbulents, la vitesse de flamme étant très faible devant la fluctuation de vitesse, la propagation est pilotée par les tourbillons. La direction et la vitesse du déplacement du noyau d'inflammation varie entre les différents essais. Si la fraction en hydrogène est suffisante, la flamme va pouvoir se propager dans la totalité du volume. Si la fraction en hydrogène n'est pas suffisante, la flamme se propage sur une petite distance puis va s'éteindre et aucune surpression n'est enregistrée.

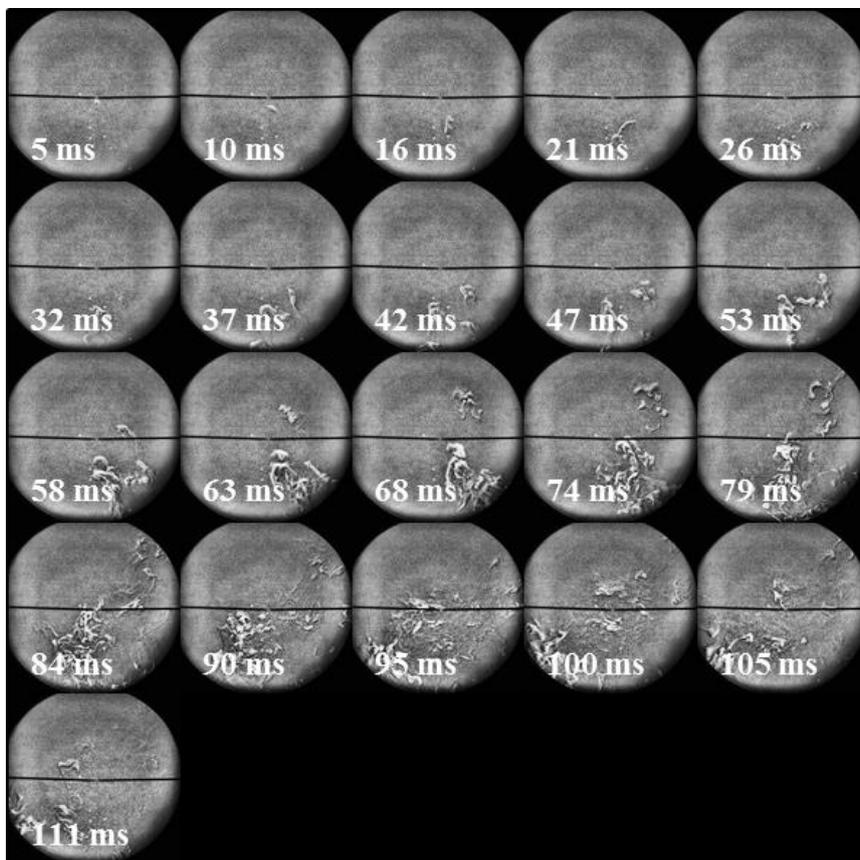


Figure 107 : Série d'images enregistrées lors d'un essai d'inflammation proche de la limite d'inflammabilité pour un mélange contenant 4,6 % d'hydrogène dans l'air,  $u' = 0,56$  m/s.

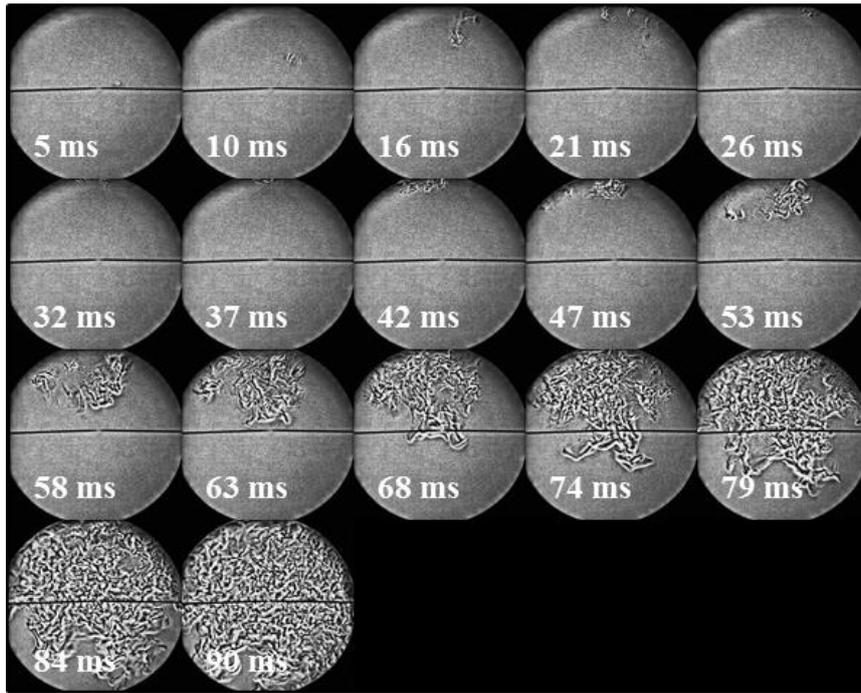


Figure 108 : Série d'images enregistrées lors d'un essai d'inflammation proche de la limite d'inflammabilité pour un mélange contenant 5,0 % d'hydrogène dans l'air,  $u' = 1,26$  m/s.

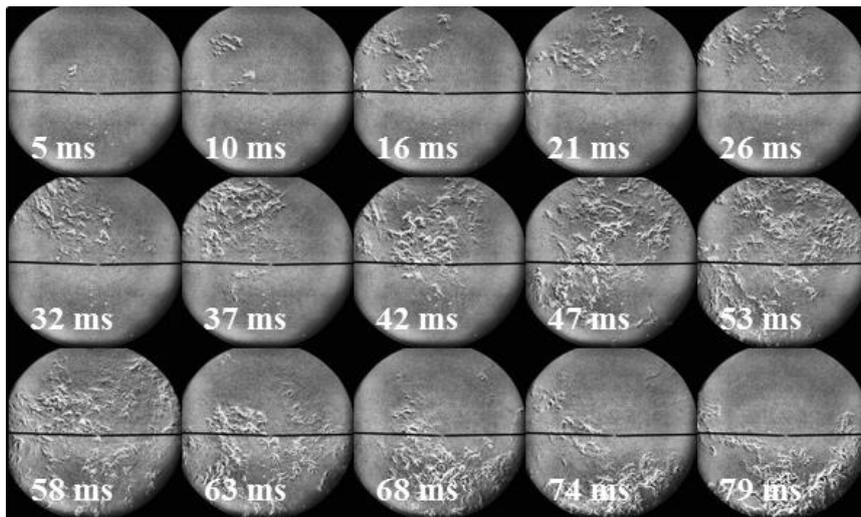


Figure 109 : Série d'images enregistrées lors d'un essai d'inflammation proche de la limite d'inflammabilité pour un mélange contenant 5,2 % d'hydrogène dans l'air,  $u' = 2,08$  m/s.

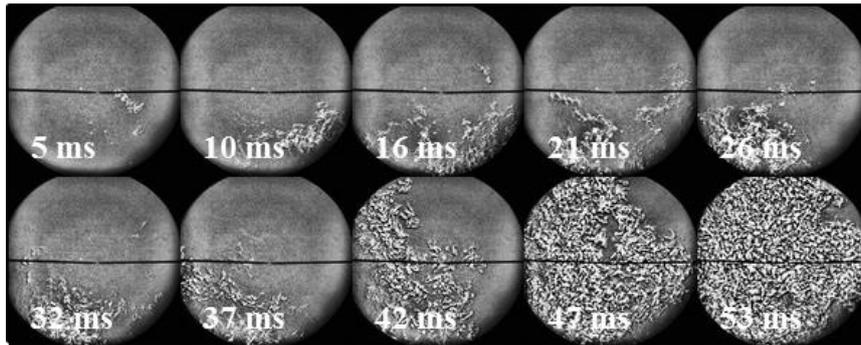


Figure 110 : Série d'images enregistrées lors d'un essai d'inflammation proche de la limite d'inflammabilité pour un mélange contenant 5,6 % d'hydrogène dans l'air,  $u' = 2,81$  m/s.

Ainsi, nous avons pu déterminer l'effet de la fluctuation de vitesse initiale créée dans l'enceinte sur la limite inférieure d'inflammabilité. Comme on peut le voir sur la Figure 111, la LII croît linéairement avec la valeur de la fluctuation de vitesse initiale : elle est de 4,5 %H<sub>2</sub> en milieu quiescent et atteint la valeur de 5,6 % lorsque  $u'$  est égale à 2,81 m/s.

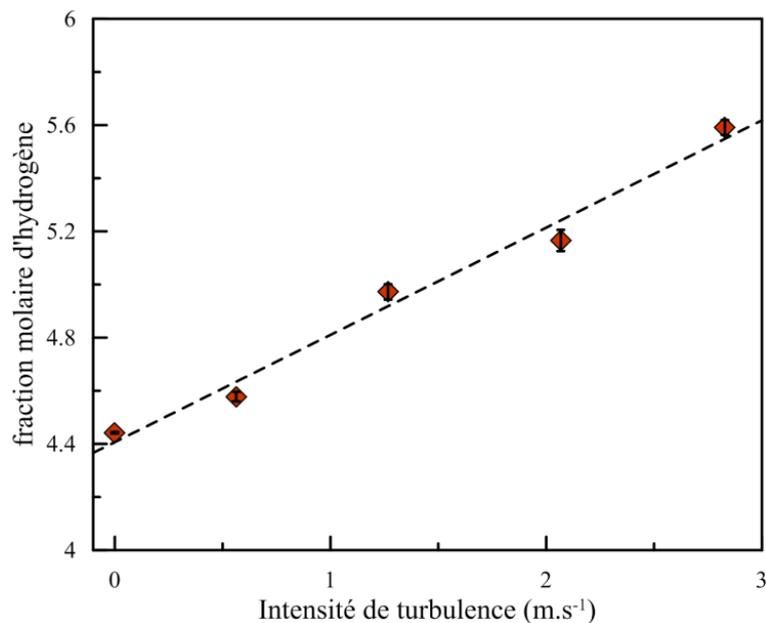


Figure 111 : Limite inférieure d'inflammabilité des mélanges H<sub>2</sub>/air en fonction de la fluctuation de vitesse initiale dans l'enceinte. Les mesures ont été réalisées à 293 K et 101,3 kPa.

### 5.3. Pression maximale et indice d'explosibilité

La mesure de la variation de la pression pendant la combustion a été effectuée simultanément par deux capteurs de pression montés respectivement sur la partie inférieure et supérieure de la sphère. Cela permet non seulement de mesurer les pressions maximales

atteintes au cours de la combustion, mais aussi d'évaluer la vitesse maximale d'augmentation de la pression,  $(dP/dt)_{max}$ . Cette dernière correspond à la valeur de la dérivée de la pression par rapport au temps au point d'inflexion de la courbe de pression pendant la montée de celle-ci.

Sur la Figure 112 sont présentées les mesures de la surpression en fonction du temps pour un mélange à 16 % d'hydrogène dans l'air à plusieurs vitesses de rotation des ventilateurs. On constate que pour l'ensemble des conditions, les signaux sont légèrement bruités à cause de la fréquence propre du capteur. Une mesure directe de  $P_{max}$  et de  $(dP/dt)_{max}$  sera influencée par le bruit. Une moyenne glissante est appliquée sur chaque signal permettant de limiter l'effet du bruit du signal sur leurs valeurs respectives.

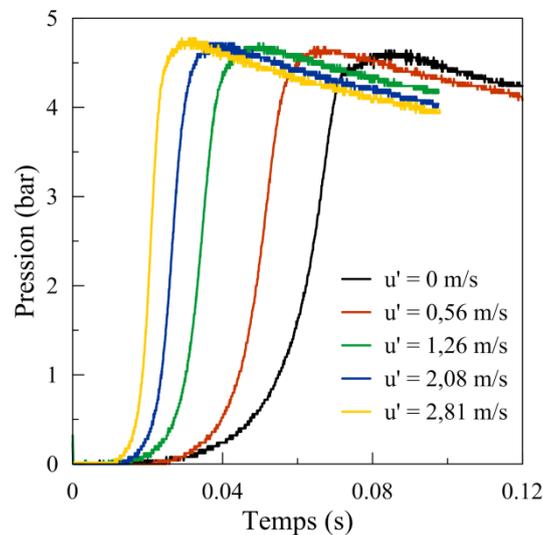


Figure 112 : Signaux bruts de surpression mesurés lors de la combustion d'un mélange constitué de 16 % d'hydrogène dans l'air pour  $u'$  variant de 0 à 2,81 m/s. Le capteur est placé sur la partie inférieure de la sphère.  $P_{ini} = 101 \text{ kPa}$  et  $T_{ini} = 293 \text{ K}$ .

Sur la Figure 113 est tracée la moyenne par condition expérimentale de la pression maximale en fonction de la fluctuation de vitesse pour les deux capteurs placés sur la partie inférieure et la partie supérieure de la sphère. Pour un même mélange, la pression maximale ne varie pas en fonction de la turbulence. L'écart type est faible par rapport à la valeur mesurée. Aucune différence n'est observée entre la partie supérieure et inférieure de l'enceinte. Par contre, l'intervalle de temps séparant le moment de l'inflammation ( $t=0 \text{ s}$ ) et le moment où la pression atteint sa valeur maximale diminue considérablement lorsque  $u'$  augmente. La pression atteint son maximum lorsque tout le volume de gaz frais est brûlé.

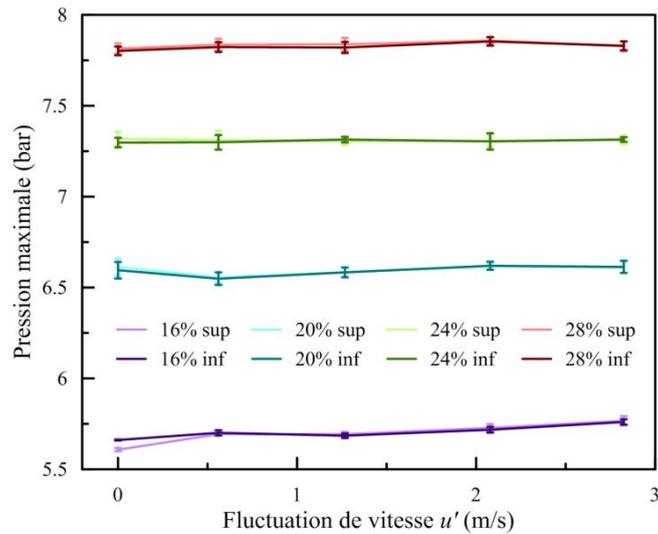


Figure 113 : Pression maximale moyenne obtenue sur les essais pour les capteurs placés sur la partie inférieure et supérieure en fonction de la fluctuation de vitesse.  $P = 101 \text{ kPa}$  et  $T = 293 \text{ K}$ .

Les valeurs de pression maximales obtenues,  $P_{max}$ , doivent être comparées à la valeur de la pression pour une combustion complète, adiabatique et à volume constant ( $P_{AICC}$ ). Pour chaque expérience, la  $P_{AICC}$  est obtenue en effectuant un calcul à l'équilibre thermodynamique en utilisant le logiciel Cosilab<sup>®</sup> avec les espèces impliquées dans le mécanisme de Mével et coll.<sup>62</sup>. Les moyennes du rapport  $P_{max}/P_{AICC}$  sont reportées sur la Figure 114. Ce rapport est proche de 0,96 en absence de turbulence initiale et augmente légèrement 0,965 pour les mélanges contenant 20 à 28 % d'hydrogène dans l'air. Pour le mélange à 16 % d'hydrogène  $P_{max}/P_{AICC}$  sans turbulence est proche de 0,94. Cette valeur s'explique par les pertes thermiques qui sont plus importantes lorsque le temps de combustion est plus long avec probablement un ralentissement de la vitesse de combustion lorsque la flamme s'approche de la paroi de l'enceinte. La pression maximale augmente avec la richesse du mélange et ne dépend que marginalement de la fluctuation de vitesse dans l'enceinte.

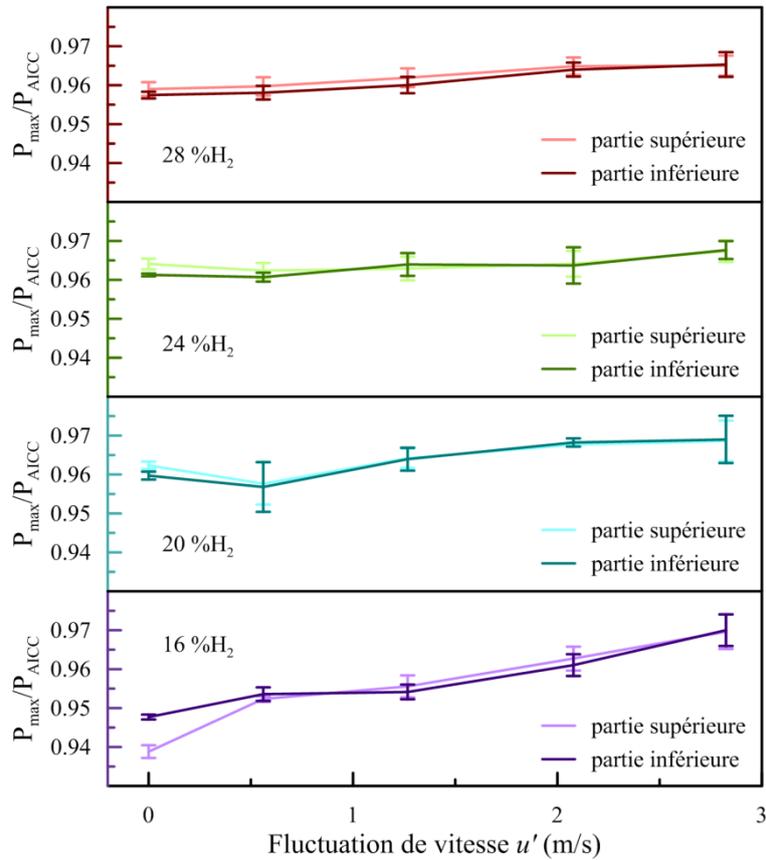


Figure 114 : Moyenne du rapport de la pression maximale moyenne obtenue sur la pression adiabatique à volume constant pour les essais avec les capteurs placés sur la partie inférieure ou supérieure de la sphère en fonction de la fluctuation de vitesse.  $P = 101 \text{ kPa}$  et  $T = 293 \text{ K}$ .

Sur la Figure 115 sont tracées les vitesses maximales d'augmentation de la pression, notée  $(dP/dt)_{max}$  en fonction de la fluctuation de vitesse. Pour tous les mélanges, cette dernière augmente avec la turbulence. Elle est égale à  $320 \text{ bar.s}^{-1}$  pour  $u' = 0 \text{ m/s}$  et atteint  $750 \text{ bar.s}^{-1}$  pour  $u' = 2,81 \text{ m/s}$  pour le mélange à 16 % d'hydrogène dans l'air. Lorsque le mélange est constitué de 28 % d'H<sub>2</sub> dans l'air,  $(dP/dt)_{max}$  augmente de  $1700 \text{ bar.s}^{-1}$  à  $2900 \text{ bar.s}^{-1}$  lorsque  $u'$  passe de 0 à 2,81 m/s. Les valeurs de  $(dP/dt)_{max}$  mesurées ne dépendent pas du capteur de pression utilisé, comme on peut le voir sur la Figure 115. L'augmentation de  $(dP/dt)_{max}$  n'est pas linéaire avec l'augmentation de la fluctuation de vitesse  $u'$ .

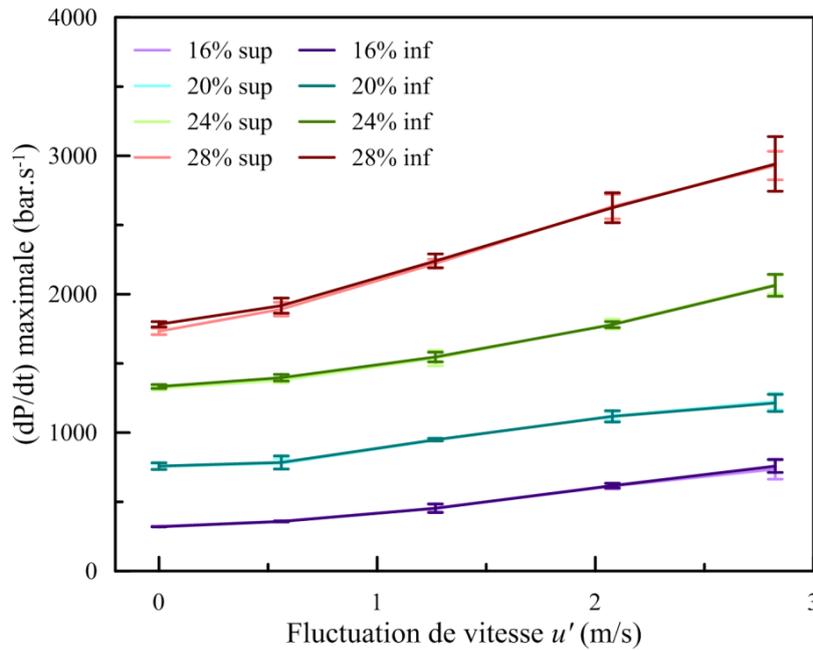


Figure 115 : Moyenne des vitesses maximales d'augmentation de la pression, mesurée par le capteur du haut et le capteur du bas, en fonction de la fluctuation de vitesse pour l'ensemble des essais.  $P = 101 \text{ kPa}$  et  $T = 293 \text{ K}$ .

La connaissance de  $(dP/dt)_{max}$  permet d'accéder à l'indice de déflagration ( $K_G$ ) défini comme étant :

$$K_G = \left( \frac{dP}{dt} \right)_{max} V^{\frac{1}{3}} \quad (105)$$

Avec  $V$  le volume de l'enceinte en  $\text{m}^3$ . Cet indice permet de comparer les valeurs obtenues sur différentes installations contrairement à  $(dP/dt)_{max}$  qui est spécifique à l'installation. Les valeurs du  $K_G$  sont reportées sur la Figure 116 et l'évolution observée est identique à celle observée sur la Figure 115.

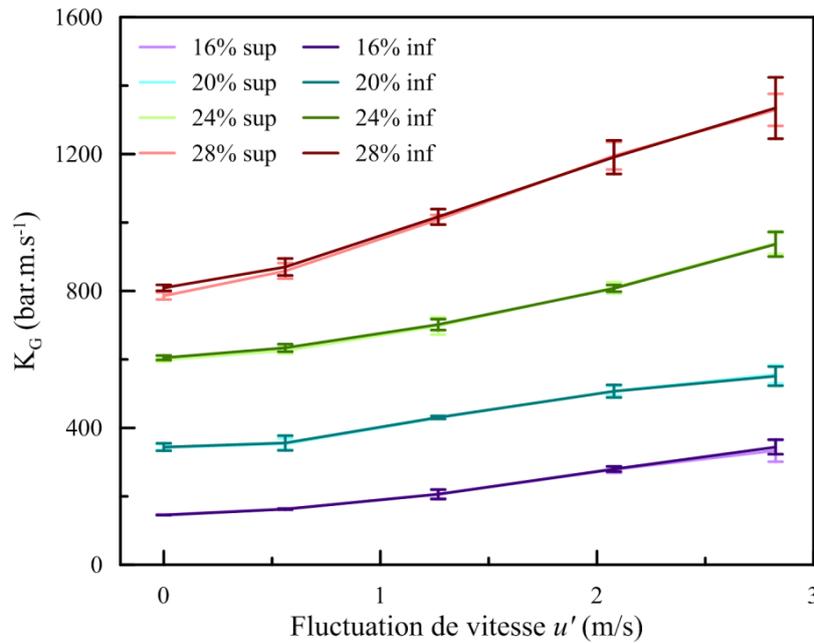


Figure 116 : Moyenne de l'indice de déflagration pour les essais avec des capteurs placés sur la partie inférieure et supérieure en fonction de la fluctuation de vitesse.  $P = 101 \text{ kPa}$  et  $T = 293 \text{ K}$ .

Il est possible de corrélérer  $K_G$  avec la fluctuation de vitesse  $u'$  et le pourcentage molaire d'hydrogène  $\%_{mol}H_2$ . La corrélation, valide pour des valeurs  $u'$  comprises entre 0 et 2,81 m/s et des valeurs de  $\%_{mol}H_2$  comprises entre 16 et 28, prend la forme :

$$K_G = (0,263u'+1,099)(\%_{mol}H_2)^2 + (-0,73u'+5,51)(\%_{mol}H_2) - 222 \quad (106)$$

avec comme coefficients de détermination ajusté 0,9944 et une erreur standard sur  $K_G$  de  $26 \text{ bar.m.s}^{-1}$ . Le  $K_G$  en fonction de la fluctuation de vitesse ainsi que les corrélations correspondantes sont tracés sur la Figure 117.

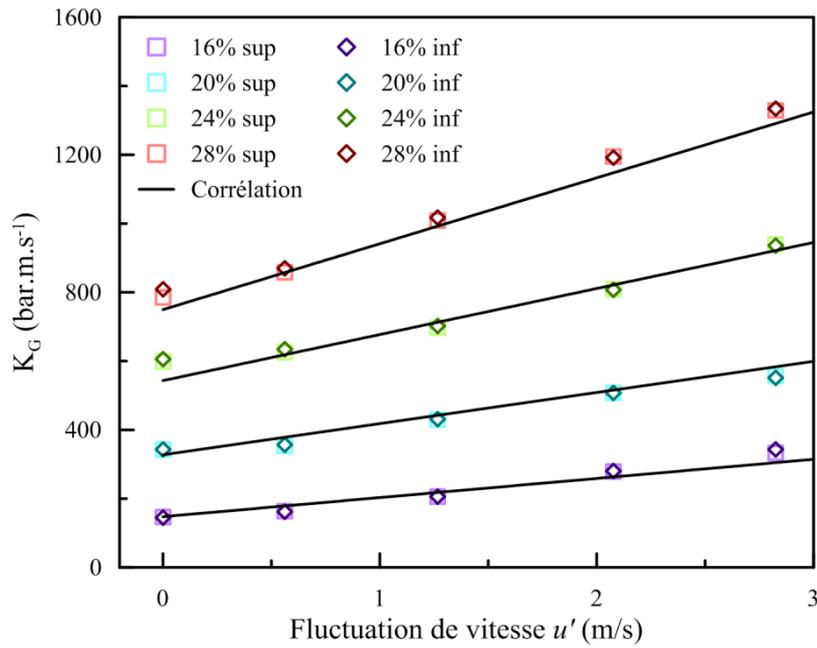


Figure 117 : Moyenne de l'indice de déflagration pour les essais avec des capteurs placés sur la partie inférieur et supérieur en fonction de la fluctuation de vitesse.  $P = 101 \text{ kPa}$  et  $T = 293 \text{ K}$ .

Les résultats obtenus sans turbulence peuvent être comparés aux essais réalisés par Cheikhcravat<sup>22</sup> sur la BSII. Les valeurs mesurées au cours de cette étude sont légèrement plus élevées que celles mesurées par Cheikhcravat mais la tendance est similaire (Figure 118).

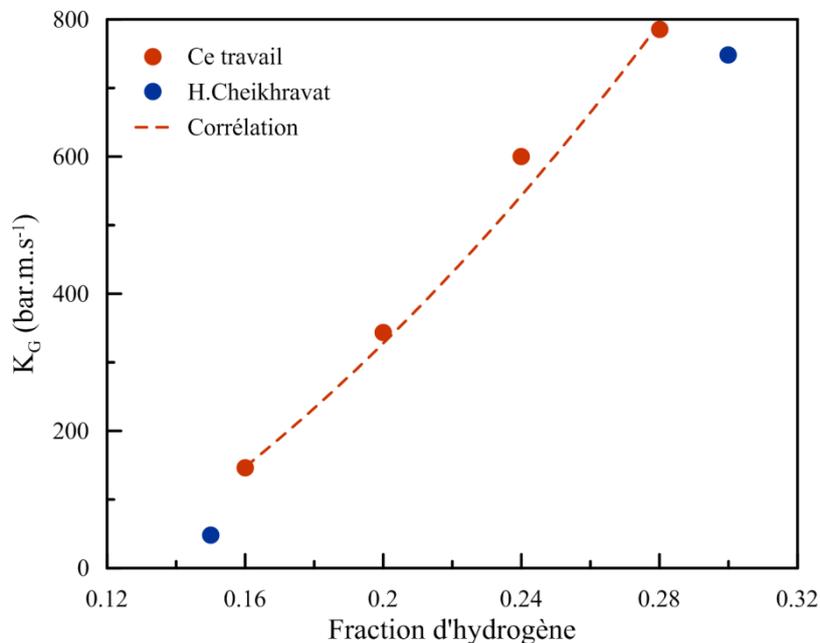


Figure 118 : Indice de déflagration en fonction de la fraction d'hydrogène en milieu quiescent.  $P = 101 \text{ kPa}$  et  $T = 293 \text{ K}$ .

## 5.4. Propagation des flammes en présence d'une turbulence initiale

### 5.4.1. Régimes de combustion observés

Au cours de ce travail, quatre mélanges combustibles seront étudiés contenant respectivement 16, 20, 24 et 28 % d'H<sub>2</sub> dans l'air. Chaque mélange sera soumis à une turbulence initiale caractérisée avec un  $u'$  qui sera fixé à quatre valeurs initiales différentes : 0,56 – 1,26 – 2,08 et 2,81 m/s.

Pour différencier la vitesse de flamme spatiale en milieu quiescent de la vitesse spatiale en présence d'une turbulence initiale, la définition suivante sera appliquée :

$$V_{s,t} = \frac{dR}{dt} \text{ turbulent} \quad (107)$$

$$V_s = \frac{dR}{dt} \text{ quiescent} \quad (108)$$

L'étude des flammes laminaires (chapitre 4) nous a permis de connaître la vitesse fondamentale de flamme,  $S_L^0$ , la longueur de Markstein,  $L'$ , ainsi que l'épaisseur de flamme laminaire,  $\delta_{therm}$ , pour ces quatre mélanges initialement à 101,3 kPa et 293 K. Ces valeurs sont reportées sur le Tableau 12.

xH <sub>2</sub>	$S_L^0$ (m/s)	$L'$ (mm)	$\delta_{temp}$ (mm)	$Le$	$r_c$ (mm)
0,16	0.46 ± 0,02	-1,19 ± 0,08	0,522	0,458	13,37
0,20	0.92 ± 0,03	-0,42 ± 0,11	0,382	0,561	21,117
0,24	1.41 ± 0,05	-0,21 ± 0,17	0,351	0,712	29,237
0,28	1.93 ± 0,03	0,20 ± 0,13	0,350	0,956	37,047

Tableau 12 : Caractéristique fondamentales des mélanges combustibles étudiés. xH<sub>2</sub> : fraction molaire d'hydrogène,  $L_f$  : longueur de Markstein,  $S_L^0$  : vitesse de flamme laminaire,  $\delta_{temp}$  : épaisseur de flamme du profil de température,  $Le$  : nombre de Lewis et  $r_c$  : rayon critique d'apparition des cellules.

La vitesse de flamme laminaire et l'épaisseur de flamme sont des caractéristiques intrinsèques des mélanges, ils ne dépendent que des conditions thermodynamiques (pression et température initiale) et de la composition du mélange. Etant à pression et température quasi constante, seule la fraction d'hydrogène dans l'air aura un impact sur la valeur que prendront ces deux grandeurs. De 16 à 28 % d'hydrogène la vitesse de flamme laminaire va être multipliée par 4 alors que l'épaisseur de flamme sera divisée par 2.

Les mélanges contenant 16, 20 et 24 % d'H<sub>2</sub> dans l'air sont caractérisés par des longueurs de Markstein,  $L'$ , négatives et des nombres de Lewis,  $Le$ , inférieurs à 1 indiquant la prépondérance des instabilités thermo-diffusives. Ces dernières joueront un rôle important dans l'accélération de la flamme même en absence de turbulence. Le mélange contenant 28 % d'H<sub>2</sub> dans l'air est caractérisé par un  $L'$  positif et un  $Le$  très proche de 1. Ainsi, ce mélange sera moins sensible aux instabilités thermo-diffusives, l'apparition de plissements à la surface de la flamme se fera très tardivement au cours de la propagation de la flamme.

L'identification des différents régimes de combustion selon la classification de Borghi<sup>35</sup> nécessite la connaissance des nombres de Damkohler, de Karlovitz et de Reynolds turbulent. Nous avons reporté dans le Tableau 13 ces différents nombres ainsi que la vitesse fluctuante  $u'$ , le rapport  $u'/S_L^0$  ainsi que l'échelle intégrale de turbulence

$xH_2$	$u'$ (m/s)	$L_T$ (mm)	$u'/S_L^0$	$Ka$	$Da$	$Re_T$
0,16	$0,56 \pm 0,01$	$43,9 \pm 3,1$	1,22	0,22	30,6	45,1
	$1,26 \pm 0,03$	$49,0 \pm 3,5$	2,76	0,70	15,1	113,5
	$2,08 \pm 0,04$	$53,0 \pm 2,7$	4,50	1,42	10,0	201,6
	$2,81 \pm 0,03$	$52,4 \pm 1,4$	6,15	2,27	7,3	270,9
0,20	$0,56 \pm 0,01$	$43,9 \pm 3,1$	0,61	0,06	105,0	38,9
	$1,26 \pm 0,03$	$49,0 \pm 3,5$	1,38	0,19	51,8	98,1
	$2,08 \pm 0,04$	$53,0 \pm 2,7$	2,25	0,39	34,2	174,1
	$2,81 \pm 0,03$	$52,4 \pm 1,4$	3,08	0,62	24,9	234,0
0,24	$0,56 \pm 0,01$	$43,9 \pm 3,1$	0,40	0,03	211,8	33,4
	$1,26 \pm 0,03$	$49,0 \pm 3,5$	0,90	0,09	104,6	84,2
	$2,08 \pm 0,04$	$53,0 \pm 2,7$	1,47	0,18	69,0	149,5
	$2,81 \pm 0,03$	$52,4 \pm 1,4$	2,01	0,28	50,2	201,0
0,28	$0,56 \pm 0,01$	$43,9 \pm 3,1$	0,29	0,02	331,9	28,1
	$1,26 \pm 0,03$	$49,0 \pm 3,5$	0,66	0,05	163,8	70,7
	$2,08 \pm 0,04$	$53,0 \pm 2,7$	1,07	0,10	108,2	125,6
	$2,81 \pm 0,03$	$52,4 \pm 1,4$	1,47	0,17	78,6	168,8

Tableau 13 : Caractéristiques des flammes turbulentes étudiées.  $xH_2$  : fraction molaire d'hydrogène,  $S_L^0$  : vitesse de flamme laminaire,  $u'$  : fluctuation de vitesse,  $Ka$  : nombre de Karlowitz,  $Da$  : nombre de Damköhler,  $Re_T$  : nombre de Reynolds turbulent.

L'échelle intégrale étant quasi-constante dans cette étude et ne dépendant que marginalement de la vitesse de rotation des ventilateurs, seule la fluctuation de vitesse augmente avec la vitesse de rotation des ventilateurs. Lorsque le mélange est constitué de 28 % d'H<sub>2</sub> dans l'air, les flammes turbulentes pour  $u' = 0,56$  m/s et  $1,27$  m/s sont caractérisées par un rapport  $u'/S_L^0$  plus petit que 1, pour  $u' = 2,08$  m/s, ce dernier est très voisin de 1 et enfin pour  $u' = 2,81$  m/s, ce rapport est plus grand que 1 mais avec  $Ka$  très petit devant 1. Ainsi pour chaque mélange et pour chaque condition de turbulence le régime de turbulence est identifié.

Les différents cas étudiés nous permettent d'investiguer trois régimes depuis les « flammelettes » jusqu'au régime de type « flammes plissées épaissies ». Nous avons ainsi reporté sur la Figure 119, en plus des régimes de combustion qui seront étudiés au cours de ce travail, (Tableau 12 et Tableau 13), le domaine estimé des régimes de combustion en cas d'explosion d'hydrogène dans une centrale. Seul les cas à 16 % d'hydrogène sont en dehors de cette zone mais reste proche.

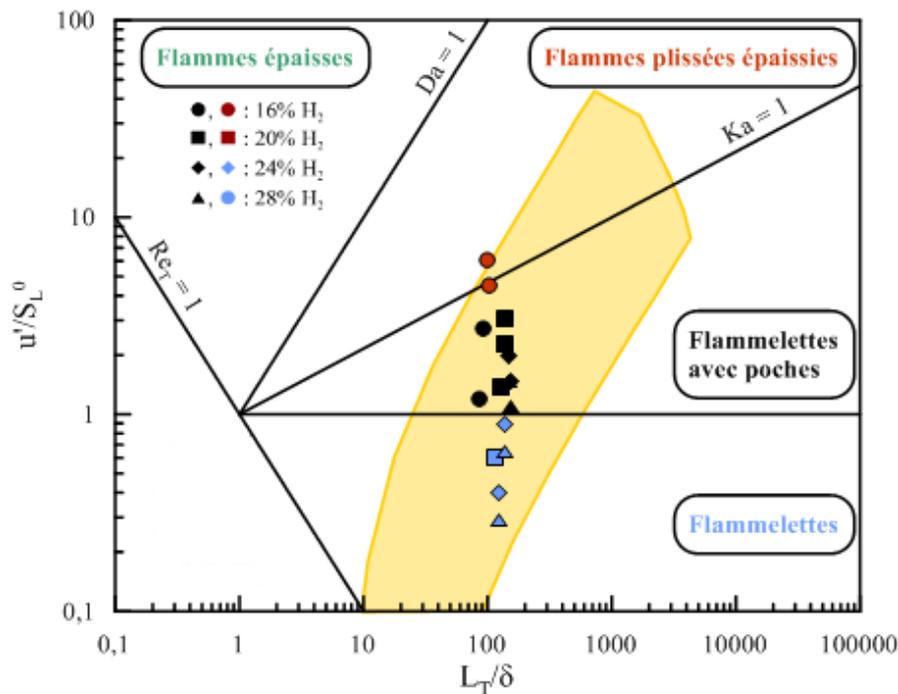


Figure 119 : Essais expérimentaux réalisés sur le digramme des régimes de propagation turbulente de Borghi. En jaune le domaine cible de l'étude.  $P = 101 \text{ kPa}$  et  $T = 293 \text{ K}$ .

La structure de la surface de la flamme est très différente selon le mélange et les conditions de turbulence. Pour chaque mélange la vitesse fluctuante,  $u'$ , varie de 0,57 m/s à 2,83 m/s correspondant à une vitesse de rotation des ventilateurs variant de 1 000 à 4 000 tpm.

La surface de la flamme observée voit sa structure modifiée lorsqu'une turbulence initiale est créée dans l'enceinte avant l'inflammation comme on peut le voir sur la Figure 120. Cette modification dépend de la valeur de  $u'$ , mais aussi de la teneur en hydrogène dans le mélange.

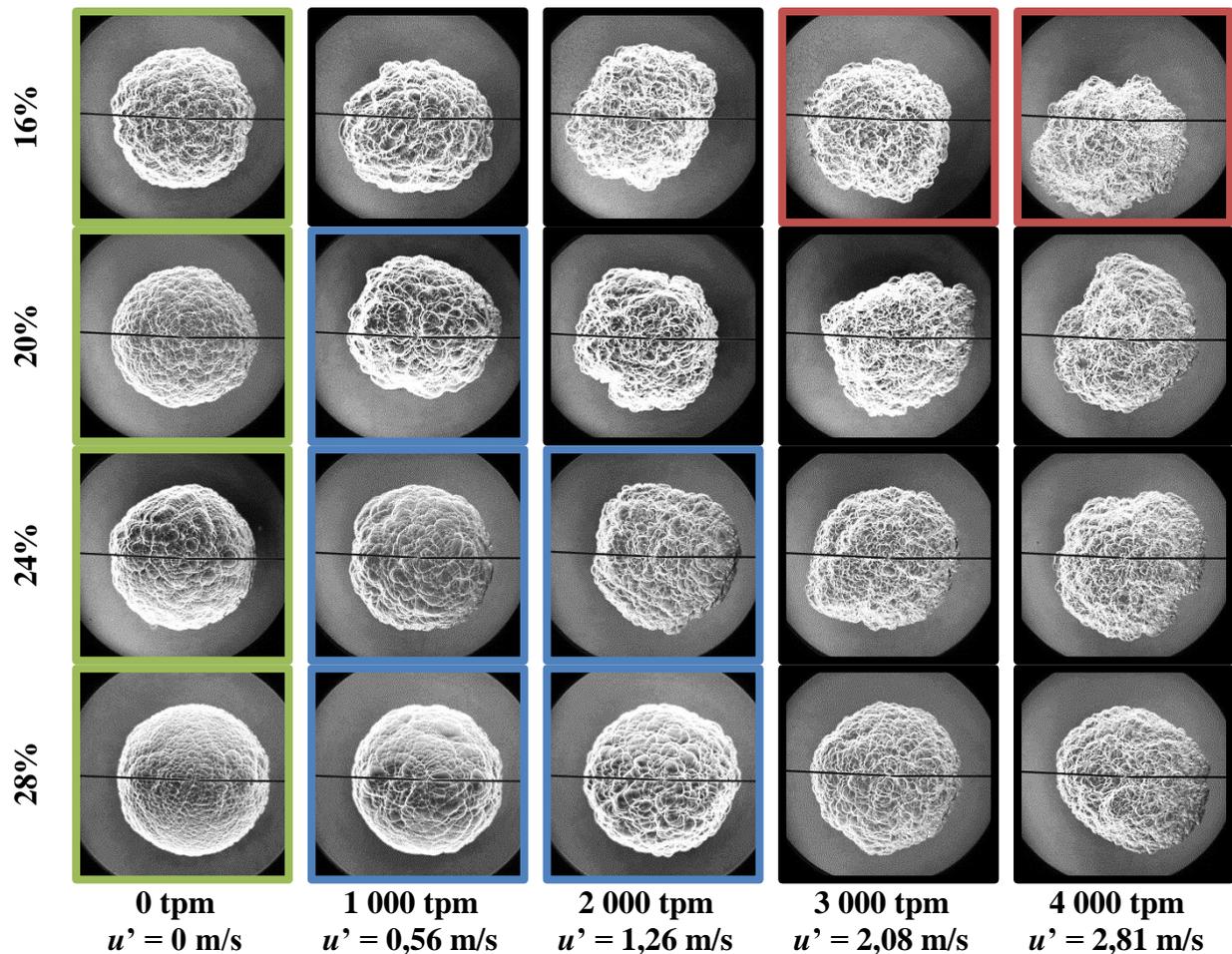


Figure 120 : Exemples d'images enregistrées pour des mélanges constitués de différents pourcentages d' $H_2$  dans l'air et pour différentes valeurs de  $u'$  initiales.  $P_{ini} = 100$  kPa,  $T_{ini} = 293$  K.

Afin de mieux illustrer ce changement de la structure de la flamme, la Figure 121 présente des images de ces flammes pour un même rayon de flamme fixé à 60 mm, la résolution est dans ce cas de  $200\mu\text{m}/\text{pixel}$ . Les observations dépendent de la teneur en  $H_2$  dans le mélange :

- Pour 16 % d' $H_2$  dans l'air, la flamme est fortement plissée lorsque le milieu est quiescent, cette structure est sensiblement modifiée dès que la valeur de  $u'$  initiale est fixée à 0,57 m/s. Lorsque cette dernière est augmentée jusqu'à 2,83 m/s, les cellules deviennent difficilement identifiables : les images indiquent une surface de flamme très plissées. Ainsi, pour  $u' > 2$  m/s, le nombre de  $Ka$  est plus grand que 1 confirmant clairement le changement de régime de propagation de la flamme.
- pour 20% d' $H_2$  dans l'air, on note clairement la modification de la structure de la flamme pour  $u' = 0,57$  m/s par rapport à celle observée en milieu quiescent : les plissements sont, en moyenne, plus grands et diminuent de nouveau en taille

lorsque  $u'$  augmente. A  $u' = 2,83$  m/s, le plissement de la flamme est très important, Le Nombre de Karlovitz est dans ce cas très proche de 1, la flamme se situe à la limite du changement de régime entre « flammelettes épaissies » et « flammes épaisses avec poche ».

- Pour 24 % d'H<sub>2</sub> dans l'air, les plissements de la flamme pour  $u' = 0,56$  m/s semblent très comparables à ceux observés dans le cas où le mélange est initialement quiescent. En effet, dans ce cas,  $u'/S_L^0$  est de 0,4 classant les flammes dans le régime dit de « flammelettes ». Lorsque  $u'$  augmente au-delà de 0,56 m/s, on retrouve une structure de flamme fortement modifiée par la turbulence initiale mais conservant des plissements identifiables. Pour ces trois derniers cas,  $u'/S_L^0$  varie de 0,9 à 2 avec le nombre de Karlovitz largement inférieur à 1.
- Pour 28 % d'H<sub>2</sub> dans l'air, les flammes présentent une structure plissée avec des cellules de petites tailles lorsque  $u' = 0$  m/s, pour des  $u'$  compris entre 0,56 et 1,26 m/s, les plissements sont comparables, bien que caractérisés par des cellules plus grande que dans le cas quiescent. Ces flammes similaires du point de vue de la structure macroscopique observée sont caractérisées par des rapports  $u'/S_L^0$  inférieurs à 1, elles sont classées dans le régime dit de « flammelettes ». Puis, lorsque  $u'$  est plus élevée, fixée à 2,08 ou à 2,81 m/s, on note une modification de la structure plissée de la flamme, ces dernières sont caractérisées par des  $u'/S_L^0$  proches ou légèrement supérieurs à l'unité mais par des  $Ka$  plus petits que l'unité. Ces deux derniers cas appartiennent au régime dit « Flammelettes avec poches ».

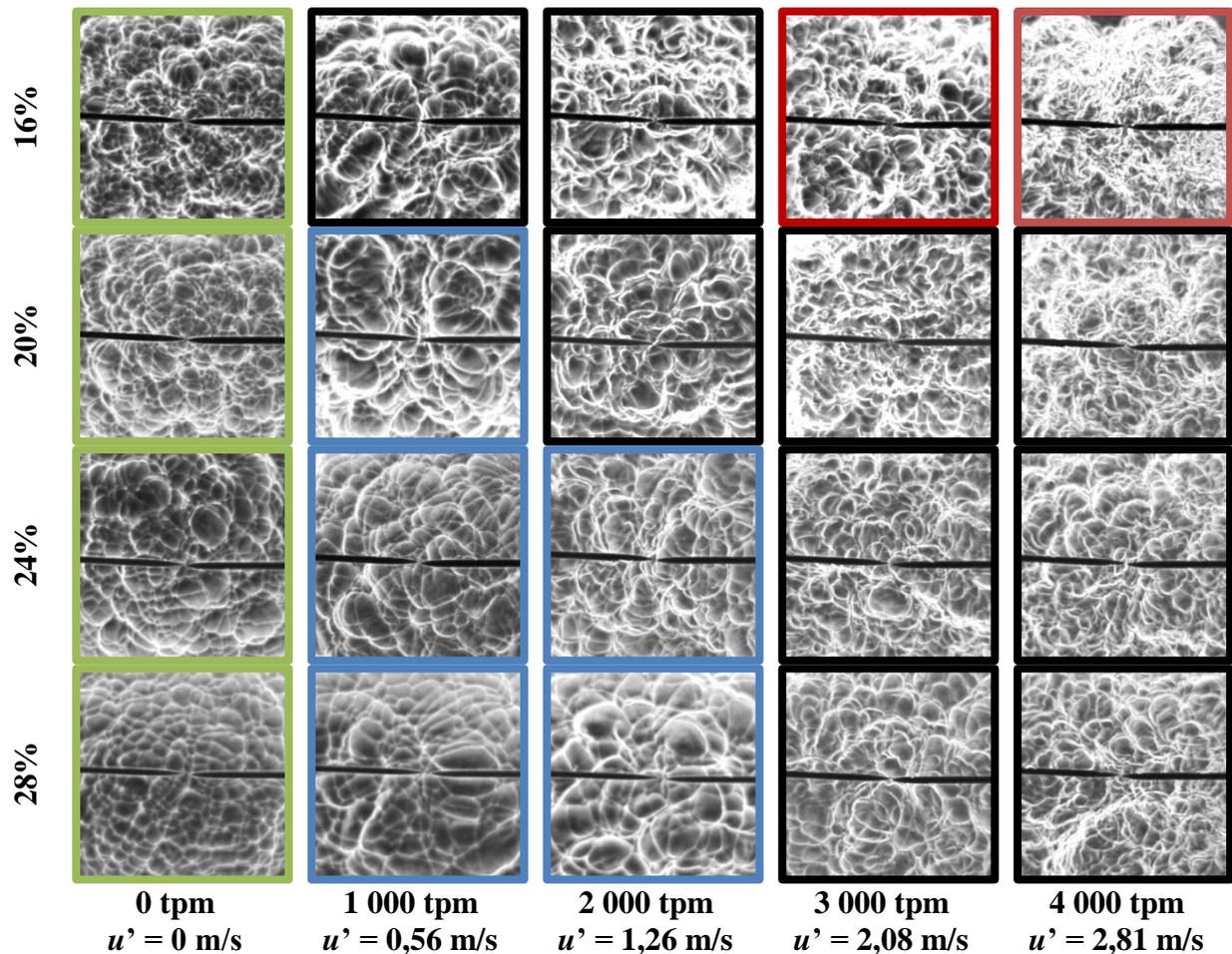


Figure 121 : Surface d'une flamme de rayon 60 mm en fonction de la turbulence pour des mélanges à 16 %, 20 %, 24 % et 28 % d'hydrogène dans l'air,  $P = 101 \text{ kPa}$  et  $T = 293 \text{ K}$ .

Cadre rouge : flammes avec  $u'/SL_0 > 1$  et  $Ka > 1$ .

Cadre bleu : flammes avec  $u'/SL_0 < 1$  et  $Ka < 1$ .

Cadre vert :  $u' = 0 \text{ m/s}$ .

Il est important de noter que la surface des flammes obtenues en absence de turbulence initiale dans le milieu diffère en fonction du mélange. En effet, le rayon critique d'apparition des cellules dépend de la teneur du mélange combustible en hydrogène (§4.5). Pour mémoire, le rayon critique est de 13 mm, 21 mm, 29 mm et 37 mm respectivement pour les mélanges à 16 %, 20 %, 24 % et 28 % d'hydrogène dans l'air. L'agrandissement étant pour une flamme de 60 mm de rayon, l'évolution du plissement de la surface s'est effectuée sur une période plus longue pour les mélanges à faible teneur en hydrogène. Dans le cas où le mélange contient 16 % d'hydrogène dans l'air, des cellules sont apparues à la surface de la flamme, elles ont augmenté en taille jusqu'à une taille critique à partir de laquelle de nouvelles cellules se sont développées sur les premières. Alors que dans le cas où le mélange contient 28 % d'hydrogène dans l'air, seule la première génération de cellules est visible.

### 5.4.2. Détermination expérimentales des vitesses turbulentes de combustion

Les vitesses de flamme turbulente ont été mesurées pour des mélanges à 16, 20, 24 et 28 % d'hydrogène dans l'air avec des intensités de turbulence allant de 0,56 m/s jusqu'à 2,86 m/s. Les résultats obtenus seront présentés en considérant l'évolution :

- (i) du rayon de la flamme en fonction du temps (Figure 122 à Figure 125) et,
- (ii) de la vitesse spatiale de flamme en fonction du rayon (Figure 126 à Figure 129).

#### *i. Evolution du rayon de la flamme en fonction du temps*

Le rayon est défini à partir de la surface comme décrit dans la partie méthodologie (§3.3.3). Sur chacune des figures ci-dessous est représentée l'intégralité des évolutions du rayon en fonction du temps mesurées pour chaque essai expérimental.

Si l'on examine l'évolution du rayon de la flamme en fonction du temps dans le cas où le mélange initial est quiescent (Figure 122 à Figure 125), on constate une très faible dispersion entre les différents essais pour tous les mélanges étudiés. La dispersion observée vient de la faible variation des conditions initiales pour une condition d'essai choisie (température initiale, richesse, énergie d'inflammation, §3.1). Même minimes, elles sont à l'origine de cette légère dispersion de l'évolution des rayons de la flamme en fonction du temps. Cette différence est caractéristique de l'erreur expérimentale que l'on peut observer entre les différents essais.

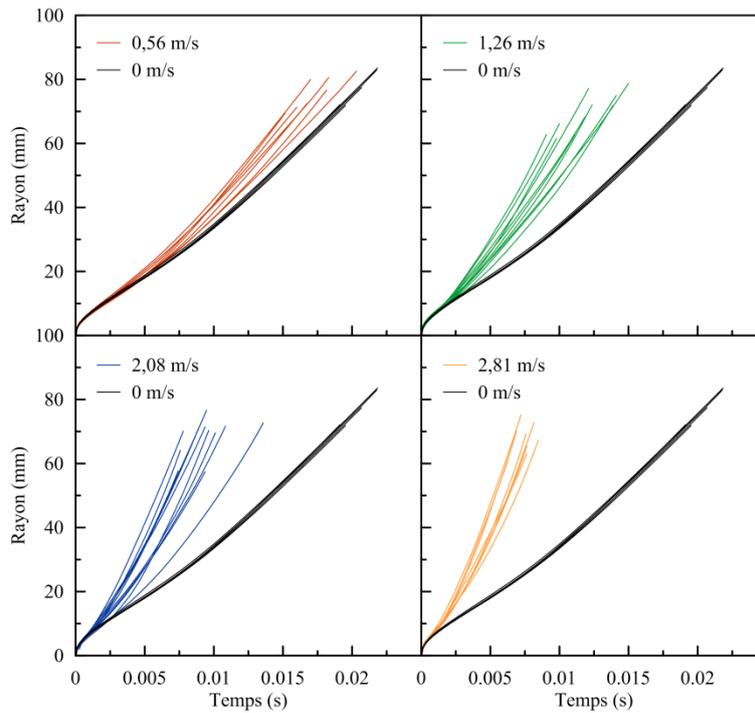
Par contre, lorsque la flamme se propage dans un milieu initialement turbulent, la dispersion, pour une vitesse de rotation donnée, est beaucoup plus importante que l'erreur expérimentale caractéristique observée en milieu quiescent (Figure 122 à Figure 125). Cette variation est donc directement liée à l'état de la turbulence au moment de l'inflammation (vitesse locale du fluide).

La dispersion des résultats est plus importante pour des fractions faibles en hydrogène. De même, l'instant où l'évolution du rayon se démarque de manière significative des essais sans turbulence dépend à la fois de la teneur en hydrogène et de la fluctuation de vitesse initiale :

- Lorsque la fraction molaire en  $H_2$  est fixée, ce temps diminue avec l'augmentation de  $u'$ ,

- Pour une même fluctuation de vitesse,  $u'$ , ce temps augmente avec la teneur en hydrogène dans le mélange.

Ces observations s'expliquent très bien puisqu'en augmentant la teneur en hydrogène de 16 à 28 %, la valeur de  $S_L^0$  augmente abaissant ainsi le rapport  $u'/S_L^0$ . Ainsi, c'est la valeur de ce rapport qui détermine l'instant où la turbulence modifie significativement la vitesse de propagation de la flamme.



*Figure 122 : Evolution du rayon de la flamme en fonction du temps pour des mélanges contenant 16 % d'hydrogène dans l'air. La turbulence initiale dans le milieu varie de 0 à 2,81 m/s correspondant à des vitesses de rotation allant de 0 à 4 000 tpm.  $P = 101$  kPa et  $T = 293$  K.*

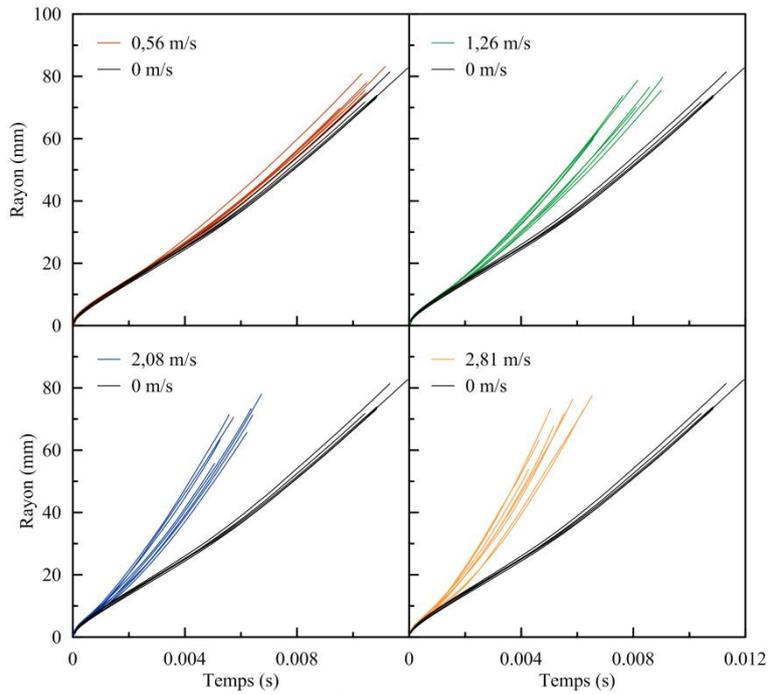


Figure 123 : Evolution du rayon de la flamme en fonction du temps pour des mélanges contenant 20 % d'hydrogène dans l'air. La turbulence initiale dans le milieu varie de 0 à 2,81 m/s correspondant à des vitesses de rotation allant de 0 à 4 000 tpm.  $P = 101 \text{ kPa}$  et  $T = 293 \text{ K}$ .

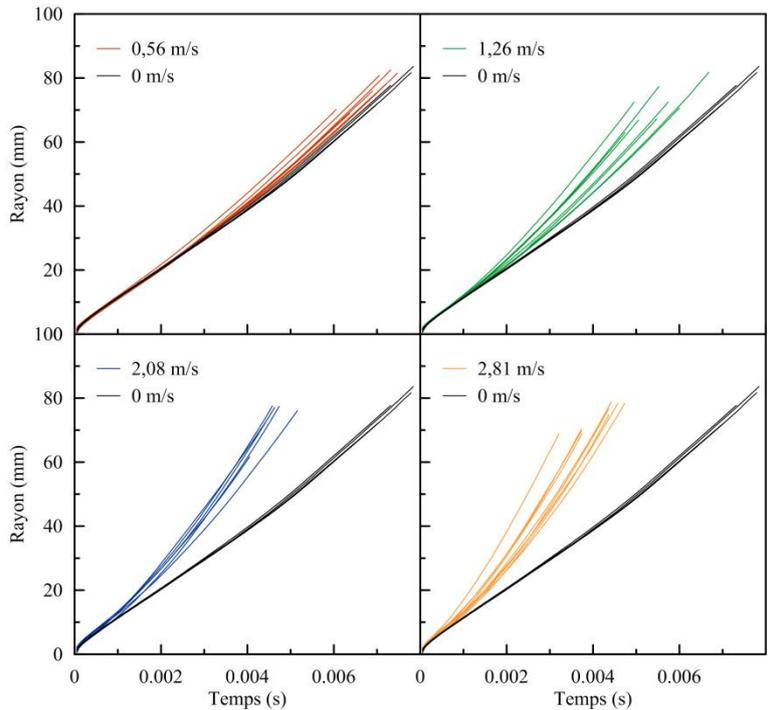


Figure 124 : Evolution du rayon de la flamme en fonction du temps pour des mélanges contenant 24 % d'hydrogène dans l'air. La turbulence initiale dans le milieu varie de 0 m/s à 2,81 m/s correspondant à des vitesses de rotation allant de 0 à 4 000 tpm.  $P = 101 \text{ kPa}$  et  $T = 293 \text{ K}$ .

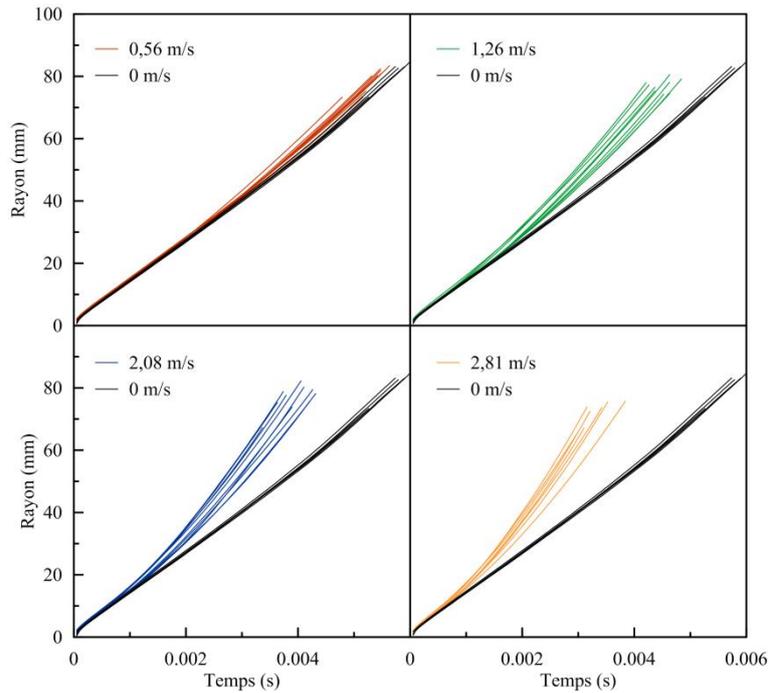


Figure 125 : Evolution du rayon de la flamme en fonction du temps pour des mélanges contenant 28 % d'hydrogène dans l'air. La turbulence initiale dans le milieu varie de 0 m/s à 2,81 m/s correspondant à des vitesses de rotation allant de 0 à 4 000 tpm.  $P = 101 \text{ kPa}$  et  $T = 293 \text{ K}$ .

## ii. Evolution de la vitesse spatiale en fonction du rayon

Dans cette section, nous discuterons de l'évolution de la vitesse spatiale en fonction du rayon de la flamme. Nous avons reporté, pour chaque teneur en hydrogène dans le mélange, l'évolution de la vitesse de propagation de la flamme en fonction du rayon de cette dernière (Figure 126 à Figure 129) dans le cas quiescent et pour différentes intensités de turbulence initiales allant de 0,56 à 2,81 m/s. Nous avons aussi tracé sur ces mêmes courbes l'évolution théorique de la vitesse d'une flamme lisse ayant le même rayon étirée à partir de l'équation :

$$V_{S,lisse} = \sigma(S_L^0 - L_b \kappa) \quad (109)$$

Dans le cas où le mélange est quiescent au départ ( $u' = 0 \text{ m/s}$ ), on note un bon accord entre la vitesse de flamme laminaire lisse théorique et la vitesse de flamme laminaire expérimentale jusqu'à l'apparition de cellules à la surface de la flamme. Une fois la flamme plissée, la vitesse spatiale observée peut atteindre des valeurs proches de celles observées lorsque initialement  $u' = 0,56 \text{ m/s}$  (vitesse de rotation = 1 000 tpm). Des conclusions identiques sont directement applicables aux courbes de la vitesse en fonction de l'étirement globale de la flamme. Ces courbes sont présentées en annexe de ce manuscrit (Figure 151 à Figure 154).

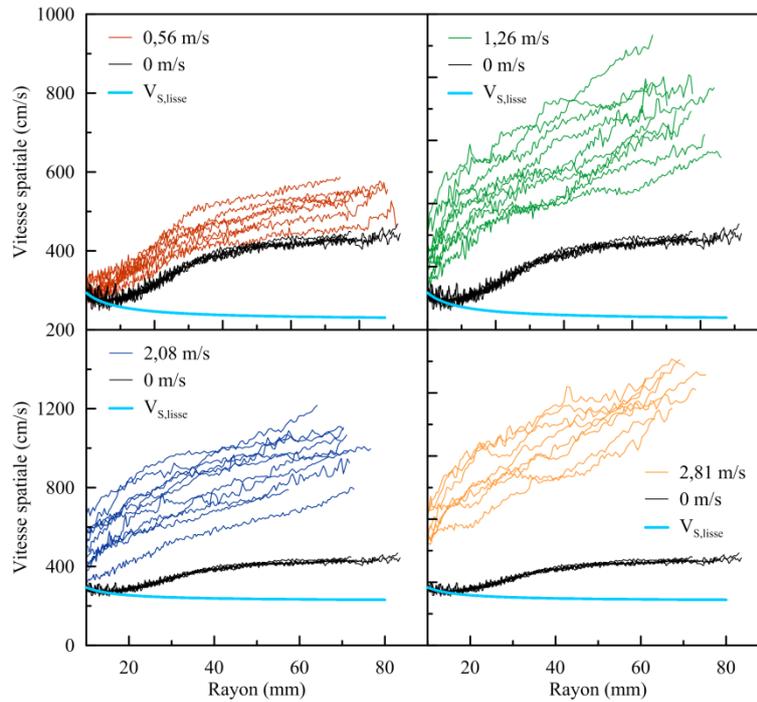


Figure 126 : Evolution de la vitesse spatiale en fonction du rayon de la flamme pour des mélanges à 16 % d'hydrogène dans l'air à des vitesses de rotation allant de 0 à 4 000 tpm  $P = 101 \text{ kPa}$  et  $T = 293 \text{ K}$ .

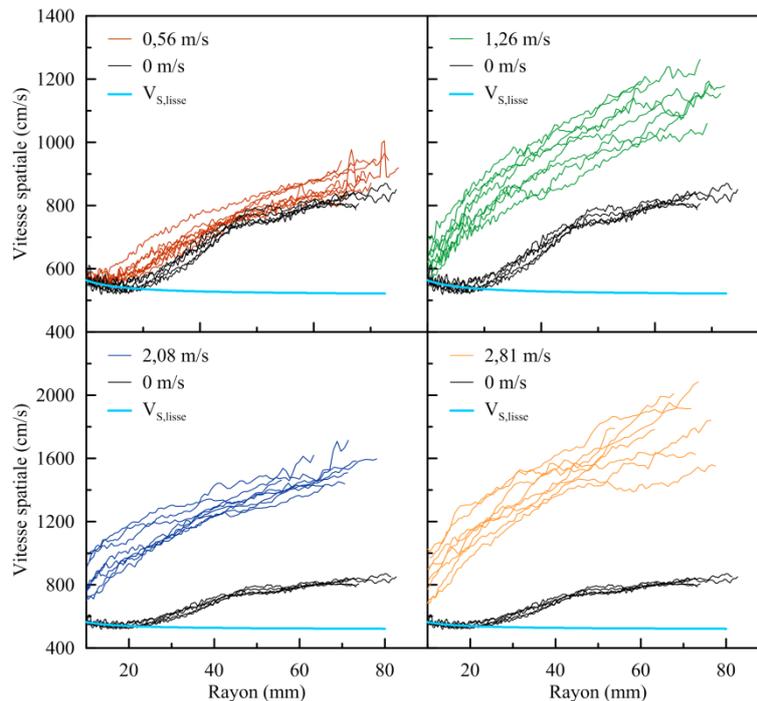


Figure 127 : Evolution de la vitesse spatiale en fonction du rayon de la flamme pour des mélanges à 20 % d'hydrogène dans l'air à des vitesses de rotation allant de 0 à 4 000 tpm  $P = 101 \text{ kPa}$  et  $T = 293 \text{ K}$ .

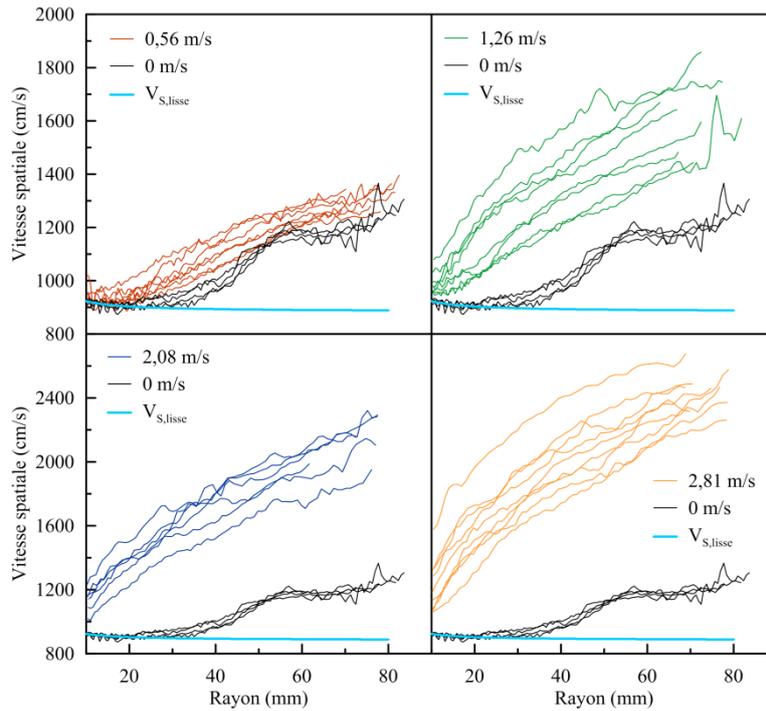


Figure 128 : Evolution de la vitesse spatiale en fonction du rayon de la flamme pour des mélanges à 24 % d'hydrogène dans l'air à des vitesses de rotation allant de 0 à 4 000 tpm  
 $P = 101 \text{ kPa}$  et  $T = 293 \text{ K}$ .

Dans le cas où une turbulence initiale est créée dans le milieu, la vitesse spatiale de flamme en présence de turbulence augmente avec le rayon de la flamme. Sur la fenêtre d'observation, la vitesse n'atteint pas de valeur asymptotique et semble continuellement augmenter. L'accélération est plus importante pour les faibles rayons, principalement pour les turbulences élevées.

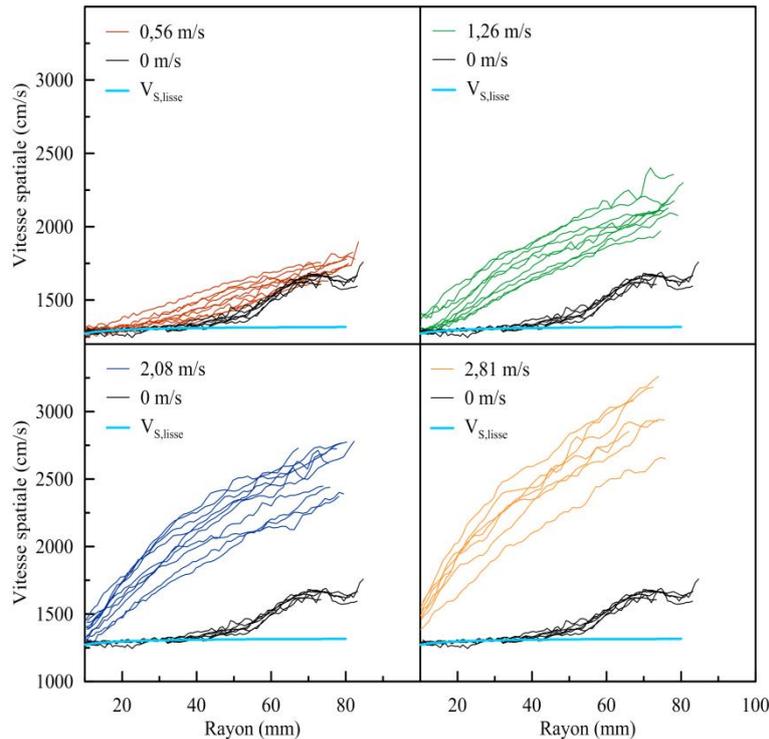


Figure 129 : Evolution de la vitesse spatiale en fonction du rayon de la flamme pour des mélanges à 28 % d'hydrogène dans l'air à des vitesses de rotation allant de 0 à 4 000 tpm  
 $P = 101 \text{ kPa}$  et  $T = 293 \text{ K}$ .

Dans le but d'apprécier la dispersion des résultats obtenus pour chaque condition expérimentale, il est nécessaire de moyenniser les profils de vitesses expérimentaux. Le profil moyen est obtenu par ajustement d'un polynôme de degré 4 pour des rayons compris entre 10 mm et le rayon maximum commun aux essais pour chaque condition de turbulence et de richesse du mélange. A chaque polynôme est associé un intervalle de confiance de 95 % et 50 %. Ainsi, à partir du profil moyen et de l'intervalle de confiance, il est plus aisé de déterminer l'évolution qualitative de la vitesse de propagation de la flamme en fonction de la turbulence initiale créée et son évolution en fonction de la taille de la flamme.

Sur les figures suivantes (Figure 130 à Figure 133) sont tracés en trait plein le profil moyen de la vitesse spatiale de flamme en fonction du rayon pour des mélanges de 16 % à 28 % d'hydrogène dans l'air pour des  $u'$  compris entre 0 et 2,81 m/s (vitesses de rotation allant de 0 à 4 000 tpm). Pour chaque profil l'intervalle de confiance est tracé, la zone foncée pour un intervalle de confiance de 50 % et la zone claire pour un intervalle de confiance de 95 %. Sur chacune des figures est ajoutée la vitesse correspondant à une flamme théorique d'hydrogène lisse étirée. Le tracé du profil moyen et de l'intervalle de confiance fixé à 95 % montre que dans le cas des mélanges contenant 16 % d' $\text{H}_2$  dans l'air, les courbes se superposent comme par exemple celles obtenues pour des  $u'$  de 1,26 m/s et 2,81 m/s (Figure

130). Ces zones de superposition sont observées pour toutes les teneurs en H<sub>2</sub> étudiées (Figure 130 à Figure 133).

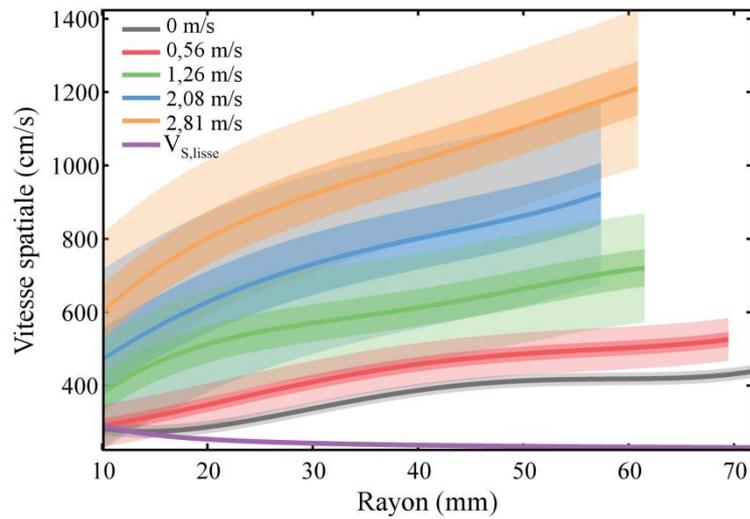


Figure 130 : Profils moyens de la vitesse spatiale en fonction du rayon de la flamme pour différentes fluctuations de vitesse. Le mélange contient 16% d'hydrogène dans l'air.  
 $P = 101 \text{ kPa}$  et  $T = 293 \text{ K}$ .

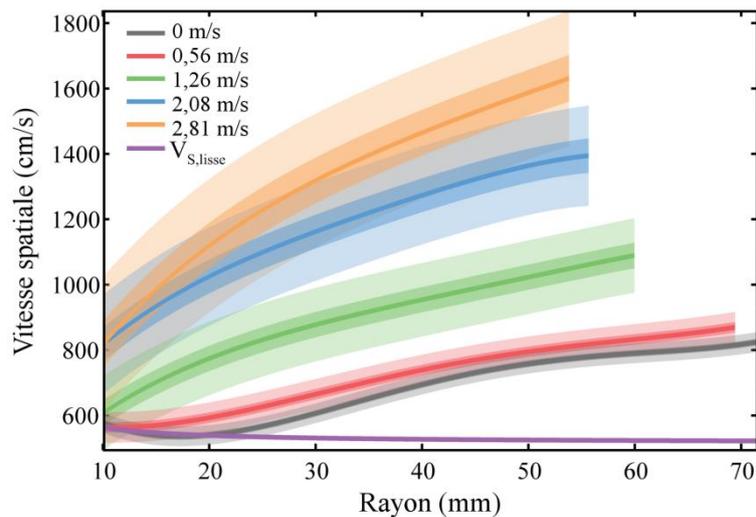


Figure 131 : Profils moyens de la vitesse spatiale en fonction du rayon de la flamme pour différentes fluctuations de vitesse. Le mélange contient 20% d'hydrogène dans l'air.  
 $P = 101 \text{ kPa}$  et  $T = 293 \text{ K}$ .

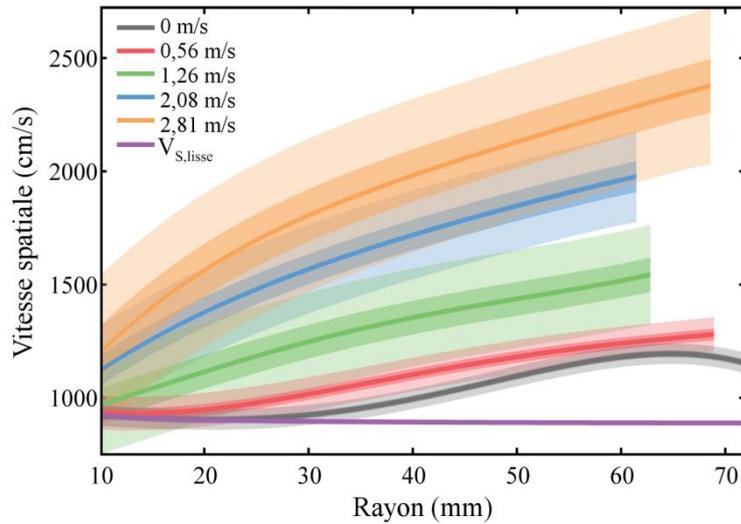


Figure 132 : Profils moyens de la vitesse spatiale en fonction du rayon de la flamme pour différentes fluctuation de vitesse. Le mélange contient 24 % d'hydrogène dans l'air.  
 $P = 101 \text{ kPa}$  et  $T = 293 \text{ K}$ .

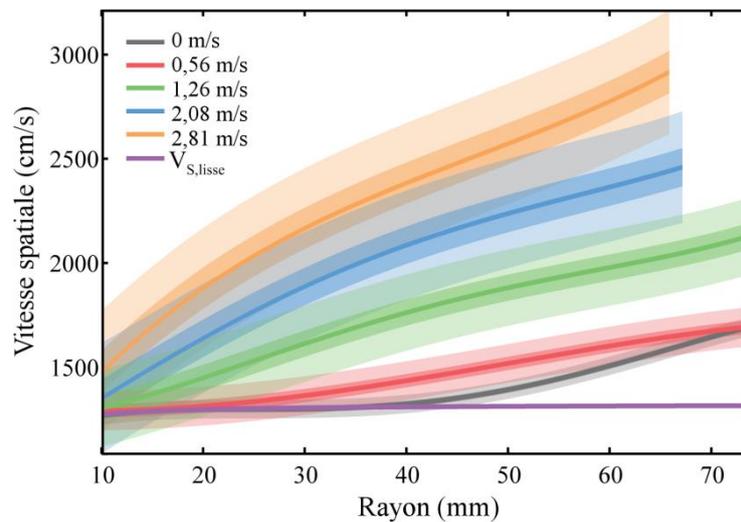


Figure 133 : Profils moyens de la vitesse spatiale en fonction du rayon de la flamme pour différentes fluctuation de vitesse. Le mélange contient 28% d'hydrogène dans l'air.  
 $P = 101 \text{ kPa}$  et  $T = 293 \text{ K}$ .

Le profil moyen obtenu pour chaque condition expérimentale étudiée en termes de teneur en  $\text{H}_2$  et de vitesse fluctuante,  $u'$ , permet ainsi de comparer l'évolution de la vitesse spatiale pour chaque régime de combustion observé.

Ainsi, nous pouvons identifier plusieurs couples de conditions expérimentales répondant à des paramètres similaires :

- $u'/S_L^0 = 0,6$  et  $Ka \approx 0,06$  ; deux mélanges avec des  $u'$  différents correspondent à ces conditions : le mélange  $\{20 \% \text{H}_2 + 80 \% \text{H}_2\}$  avec  $u' = 0,56 \text{ m/s}$  et le mélange  $\{28 \% \text{H}_2 + 72 \% \text{H}_2\}$  avec  $u' = 1,26 \text{ m/s}$  ;

- $u'/S_L^0 = 1,47$  et  $Ka \approx 0,18$  ; deux mélanges avec des  $u'$  différents correspondent à ces conditions : le mélange {24 %H<sub>2</sub> + 76 % H<sub>2</sub>} avec  $u' = 2,08$  m/s et le mélange {28 %H<sub>2</sub> + 72 % H<sub>2</sub>} avec  $u' = 2,81$  m/s ;
- $u'/S_L^0 = 2,25$  et  $Ka \approx 0,35$  ; deux mélanges avec des  $u'$  différents correspondent à ces conditions : le mélange {20 %H<sub>2</sub> + 80 % H<sub>2</sub>} avec  $u' = 2,08$  m/s et le mélange {24 %H<sub>2</sub> + 76 % H<sub>2</sub>} avec  $u' = 2,81$  m/s.

Les profils de ces essais sont reportés sur la Figure 134. Lorsque  $u'/S_L^0 = 0,6$ , les deux mélanges combustibles, bien que différents de par (i) leur vitesse de flamme, (ii) leur tendance à développer les instabilités thermo-diffusives (prononcée dans le cas du mélange contenant 20 % d'H<sub>2</sub> dans l'air et beaucoup moins dans le cas du mélange à 28 % d'H<sub>2</sub>), présentent des profils  $V_{S,T}/V_{S,lisse}$  tout à fait comparables (Figure 134-a). Ce rapport s'accroît à mesure que la taille de la flamme augmente pour atteindre une valeur de 1,6 lorsque le rayon de la flamme est voisin de 70 mm. Ce rapport est très voisin du facteur d'amplification  $AF_{TD}$  dans le cas du mélange à 20 % d'H<sub>2</sub> (Figure 82-b), mais il est plus élevé que le  $AF_{TD}$  du mélange contenant 28 % d'H<sub>2</sub> (Figure 82-d). Ainsi, les flammes caractérisée par un  $Le < 1$  sont moins accélérées par la turbulence lorsqu'elle est faible que les mélange caractérisée par un  $Le$  proche de 1.

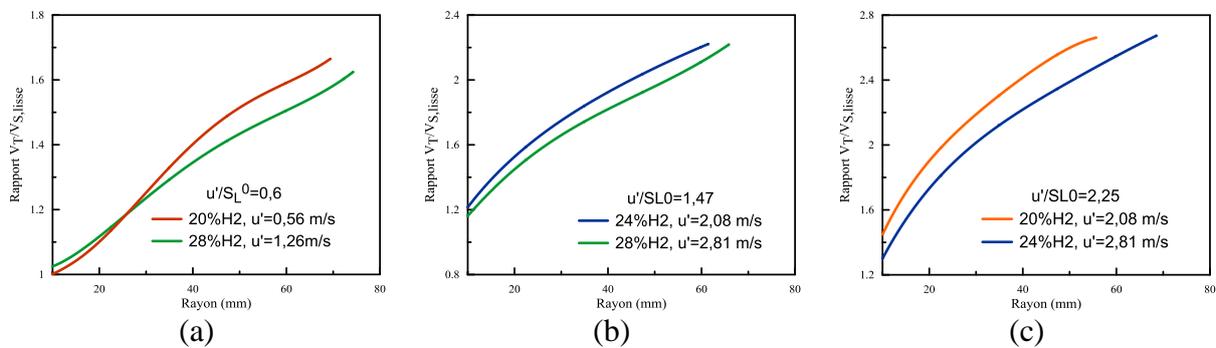


Figure 134 : vitesse spatiale turbulente normalisée par la vitesse de propagation d'une flamme laminaire lisse,  $V_S$ , en fonction du rayon de la flamme.  $P = 101$  kPa et  $T = 293$  K.  
 (a) :  $u'/S_L^0 = 0,6$  ; (b) :  $u'/S_L^0 = 1,47$  ; (c) :  $u'/S_L^0 = 2,25$

Lorsque l'on augmente la valeur de  $u'/S_L^0$ , on note une augmentation importante du rapport  $V_T/V_{S,lisse}$ , cette augmentation étant bien plus importante que celle due aux instabilités thermo-diffusives.

Cette comparaison nous permet de confirmer ce qui est largement rapporté dans la littérature : l'évolution du rapport  $V_T/V_{S,lisse}$  dépend de la valeur du rapport  $u'/S_L^0$  (soit plus grand ou plus petit que l'unité).

### 5.4.3. Corrélation des vitesses de flamme turbulente

Le but de ce travail est de proposer une corrélation qui permette de décrire l'évolution de la vitesse de propagation turbulente connaissant tous les paramètres de combustion et de la turbulence régnant dans le milieu. Cette corrélation sera applicable dans le domaine couvert par les conditions expérimentales de cette étude à savoir :

- fraction d'hydrogène dans l'air de 0,16 à 0,28 ;
- $P_{ini} = 101,3$  kPa et  $T_{ini} = 293$  K ;
- fluctuation de vitesse de 0 à 3 m/s
- et une échelle intégrale d'environ 50 millimètres.

#### *i. Application des corrélations existantes*

Burlurka et coll.<sup>67</sup> ont compilé un ensemble non-exhaustif de corrélation de flamme turbulente pour les flammes de prémélange<sup>67</sup>. Les corrélations ont pour point commun d'exprimer le rapport de la vitesse turbulente sur la vitesse laminaire en fonction des différentes grandeurs caractéristiques thermodynamiques du mélange (vitesse de flamme laminaire, épaisseur de la flamme, longueur de Markstein, diffusivité massique ...) ou de la turbulence du fluide (fluctuation de vitesse, échelle intégrale, échelle de Kolmogorov ou Taylor, nombres de Reynolds, de Karlovitz ou de Damköhler).

La corrélation utilisée actuellement par l'IRSN est celle de Zimont et coll.<sup>68</sup> faisant intervenir la vitesse de flamme laminaire, la fluctuation de vitesse, l'échelle intégrale et la diffusivité thermique avec le coefficient  $A$  de la constante pris égale à 0,6 :

$$\frac{S_T}{S_L^0} = A(S_L^0)^{-0,5} (u')^{0,75} (L_T)^{0,25} (\alpha)^{-0,25} \quad (110)$$

Cette relation ne rend pas compte de la dimension de la flamme, le facteur d'accélération est constant quel que soit le rayon. Le profil moyen de la vitesse obtenue expérimentalement est comparé au modèle de Zimont et coll.<sup>68</sup> sur la Figure 135. Pour les mélanges à 16 % d'hydrogène, le modèle surestime le facteur d'accélération pour des intensités de turbulence supérieure à 1,26 m/s. Avec une turbulence de 0,56 m/s, le facteur d'accélération prédit (1,89) par le modèle est équivalent à une flamme de 33 mm de rayon. Pour les mélanges à 20 % d'hydrogène dans l'air, le modèle surestime le facteur d'accélération pour des intensités de turbulence supérieure à 1,26 m/s. Avec un  $u' = 0,56$  m/s,

le facteur d'accélération prédit (1,23) par le modèle est équivalent à une flamme de 27 mm de rayon. Pour les mélanges à 24 % d'hydrogène dans l'air, le modèle surestime le facteur d'accélération pour des intensités de turbulence supérieure à 2,08 m/s. Avec une turbulence de 1,26 m/s, le facteur d'accélération prédit (1,78) par le modèle est équivalent à une flamme de 63 mm de rayon. Le modèle prédit un facteur d'accélération inférieur à 1 pour un  $u' = 0,56$  m/s qui est contraire à nos observations expérimentales. Pour les mélanges à 28 % d'hydrogène dans l'air, le modèle surestime le facteur d'accélération pour des intensités de turbulence supérieure à 2,08 m/s. Avec un  $u' = 1,26$  m/s, le facteur d'accélération prédit (1,43) par le modèle est équivalent à une flamme de 53 mm de rayon. Le modèle prédit un facteur d'accélération inférieur à 1 pour un  $u' = 0,56$  m/s. qui est contraire aux observations expérimentales.

Ainsi, le modèle de Zimont et coll.<sup>68</sup> n'est ni en mesure de décrire correctement l'évolution de la vitesse turbulente en fonction de la taille de la flamme, ni estimer le bon facteur d'accélération notamment lors du développement de la flamme.

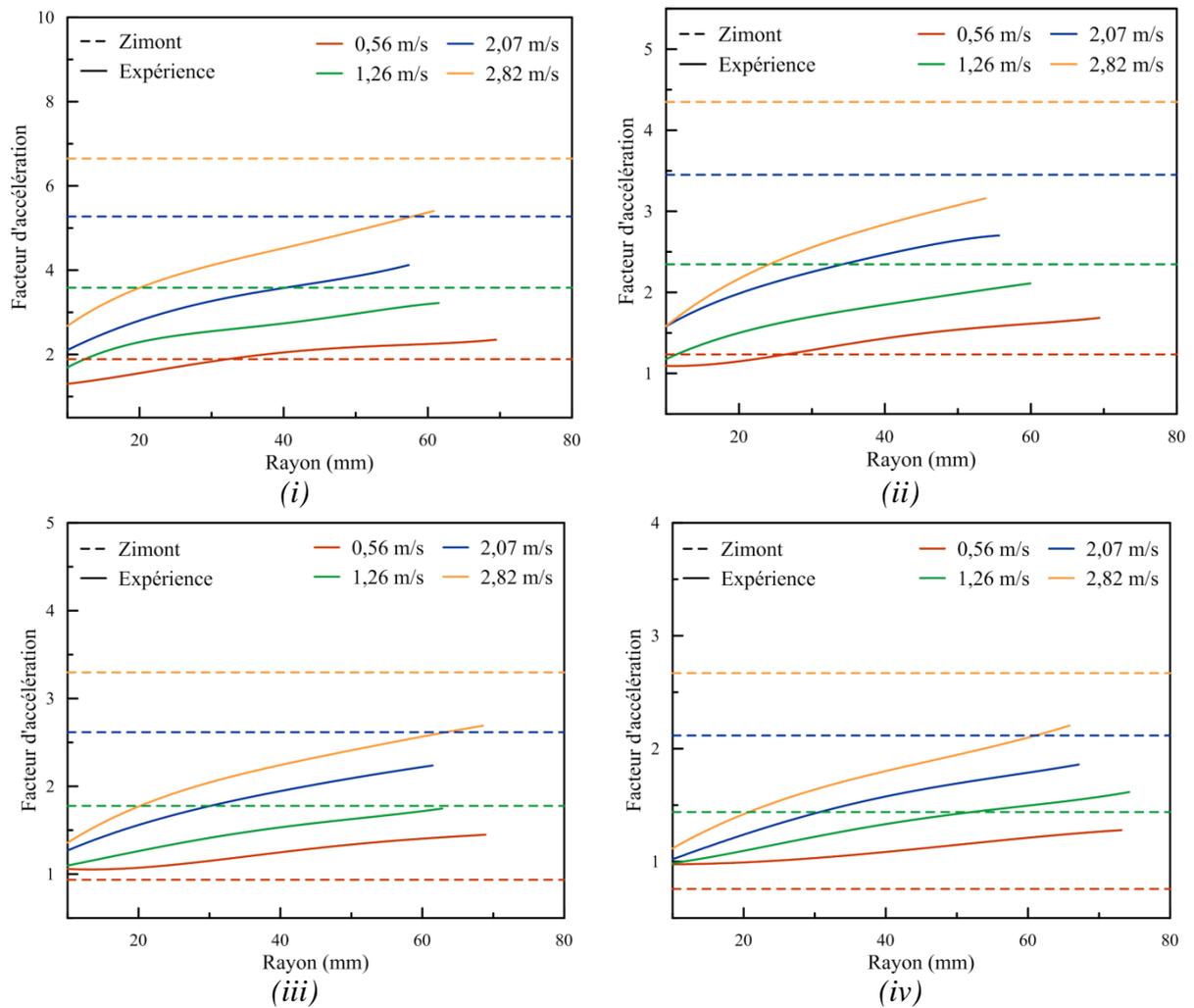


Figure 135 : Comparaison de l'évolution du facteur d'accélération expérimentale avec le modèle de Zimont et coll.<sup>68</sup> en fonction du rayon pour plusieurs intensités de turbulence. La fraction molaire d'hydrogène dans l'air est de (i) 16 %, (ii) 20 %, (iii) 24 %, (iv) 28 %.  $P = 101 \text{ kPa}$  et  $T = 293 \text{ K}$ .

Le modèle de Chaudhuri et coll.<sup>49</sup> prend en compte le rayon de la flamme pour corréler le facteur d'accélération (§1.6.3). Si l'on applique directement la relation de ces auteurs à nos résultats, on obtient les facteurs d'accélération présentés sur la Figure 136.

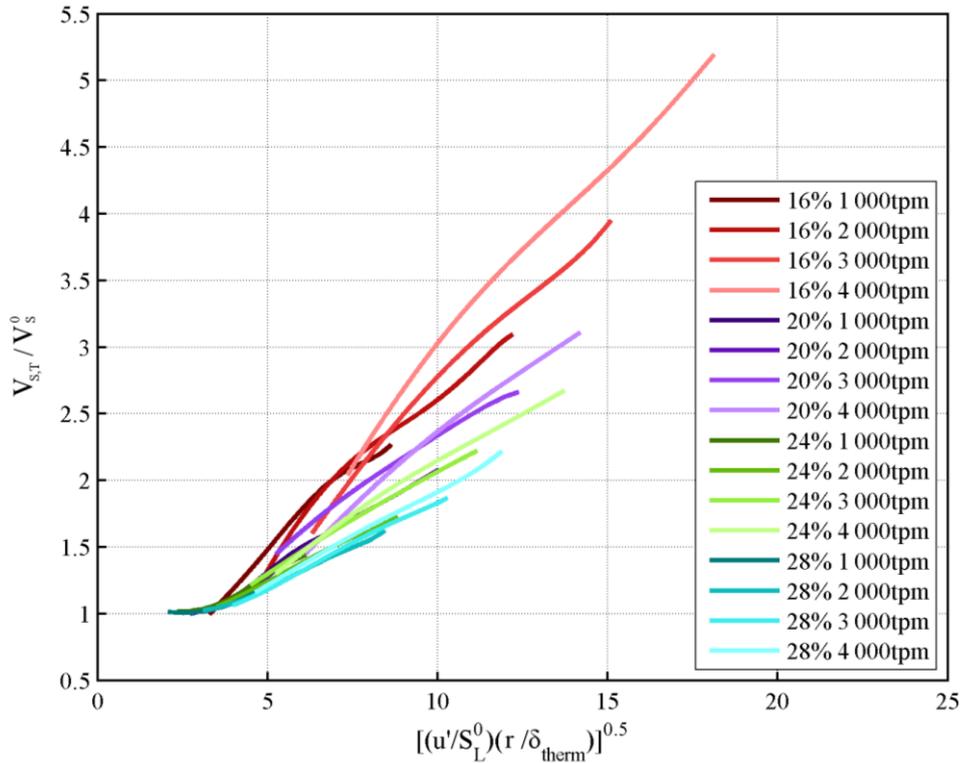


Figure 136 : Corrélation de Chaudhuri et coll.<sup>49</sup> appliquée à nos résultats expérimentaux.  
 $P = 101 \text{ kPa}$  et  $T = 293 \text{ K}$ .

Pour chaque mélange hydrogène/air, on peut noter une tendance quasi linéaire de l'évolution du rapport des vitesses turbulentes sur laminaires. La pente est différente pour chaque mélange, en conclusion cette expression ne permet de rendre compte de nos observations expérimentales.

Plus récemment, ces mêmes auteurs<sup>48</sup> ont proposé de corréler leurs résultats non pas en fonction du rapport  $r/\delta_{therm}$  mais en normalisant le rapport par la longueur de Marskstein  $L_b$ . Nous avons aussi appliquée cette nouvelle corrélation aux résultats expérimentaux obtenus aux cours de cette étude (Figure 137). La nouvelle formulation proposée par ces auteurs permet de reproduire les tendances que observées expérimentalement aux cours de ce travail, mais surestime ou sous-estime la valeur du rapport  $V_{s,T}/V_s^0$  selon la teneur en hydrogène dans le mélange : à 16 % d' $\text{H}_2$  dans l'air, la corrélation proposée par ces auteurs<sup>48</sup> sous-estime largement la valeur du rapport sur tout le domaine des rayons de flamme étudiés ; à 28 % d' $\text{H}_2$  dans l'air, au contraire elle surestime nos résultats expérimentaux. Il faut cependant noter que l'installation expérimentale utilisée par ces auteurs est de plus petite dimension si bien que la flamme n'est observée que jusqu'à un rayon de 30 mm. De plus, l'échelle intégrale dans leur étude est beaucoup plus faible (4 mm) que celle de notre étude.

Il est aussi important de noter que ces auteurs ont proposé cette expression pour des mélanges caractérisés par des longueurs de Markstein positives alors que les mélanges étudiés au cours de ce travail sont caractérisés par des longueurs de Markstein négatives, à l'exception du mélange contenant 28 % d' $H_2$  dans l'air pour lequel  $L' > 0$ . Une flamme, dont la longueur de Markstein est négative, va avoir tendance à s'accélérer lorsque l'étirement diminue. Aussi, allons-nous proposer une autre corrélation plus appropriée pour notre domaine d'étude.

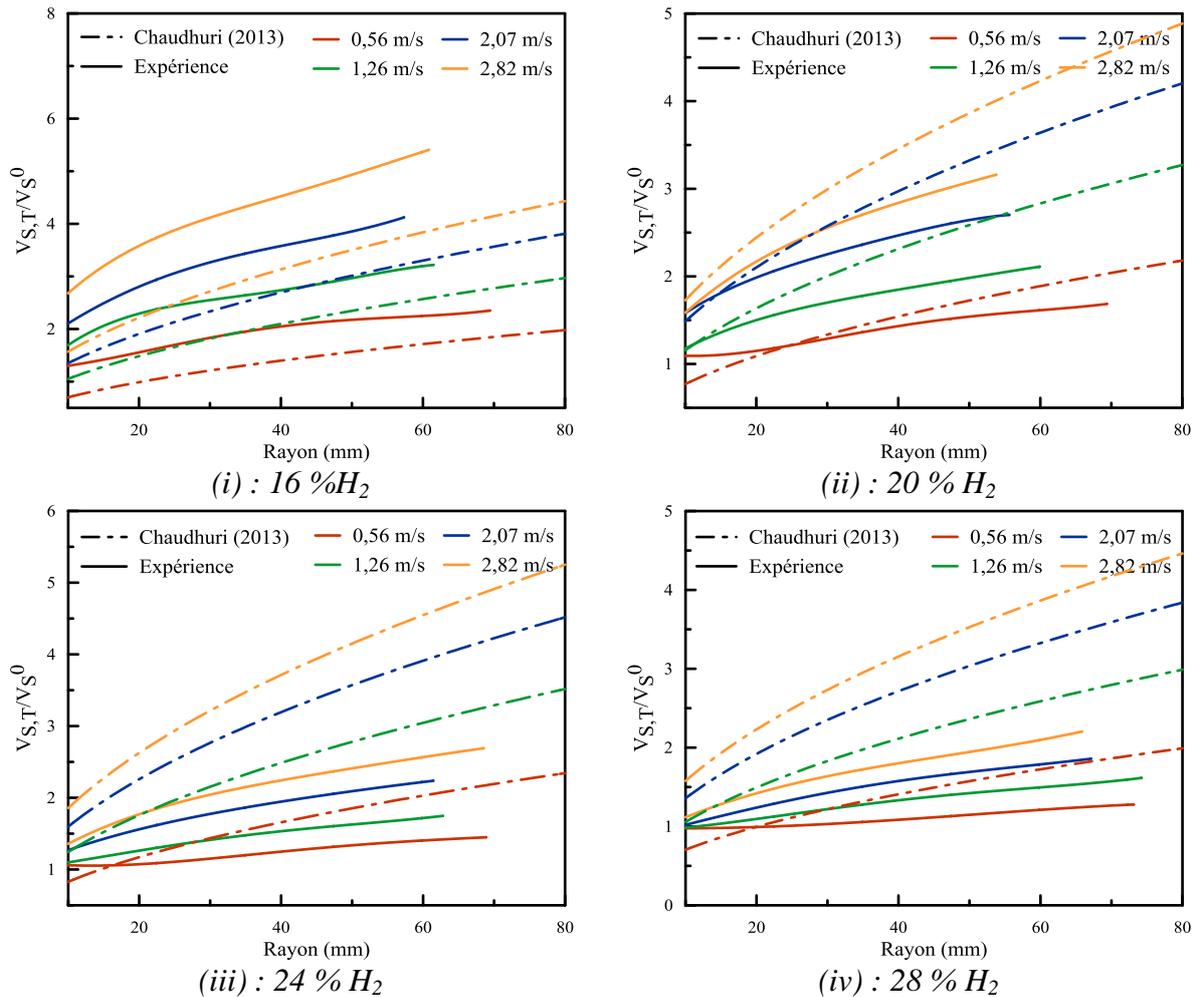


Figure 137 : Corrélation de Chaudhuri et coll.<sup>48</sup> appliquée à nos résultats expérimentaux.  
 $P = 101 \text{ kPa}$  et  $T = 293 \text{ K}$ .

## ii. Elaboration d'une nouvelle corrélation

Le rapport des vitesses de flamme turbulente sur la vitesse de flamme laminaire ou facteur d'augmentation de la vitesse doit être clairement défini avant d'effectuer la corrélation. La vitesse de flamme laminaire sera définie de trois différentes façons :

- la valeur de la vitesse fondamentale de flamme à étirement zéro, majoritairement utilisée dans les corrélations existantes ;
- la vitesse fondamentale d'une flamme lisse en prenant compte de l'étirement à un rayon donné ;
- la dérivée du rayon spatiale de la flamme lorsque qu'aucune turbulence n'est présente initialement dans le milieu. L'objectif de ce troisième point est de prendre en compte l'accélération de la flamme due aux effets thermo-diffusifs observée lors de la propagation de la flamme.

En utilisant le profil moyen des vitesses de flamme, il est possible de calculer les différents rapports en fonction de l'évolution du rayon de la flamme. Ces rapports de vitesse sont tracés sur la Figure 138 ainsi que le cas non-turbulent pour lesquels seuls  $V_S/V_S^0$  et  $V_S/V_{S,lisse}$  peuvent être tracés. On peut voir ainsi que l'augmentation de ces rapports est d'autant plus important que  $u'$  augmente et cela pour tous les mélanges étudiés.

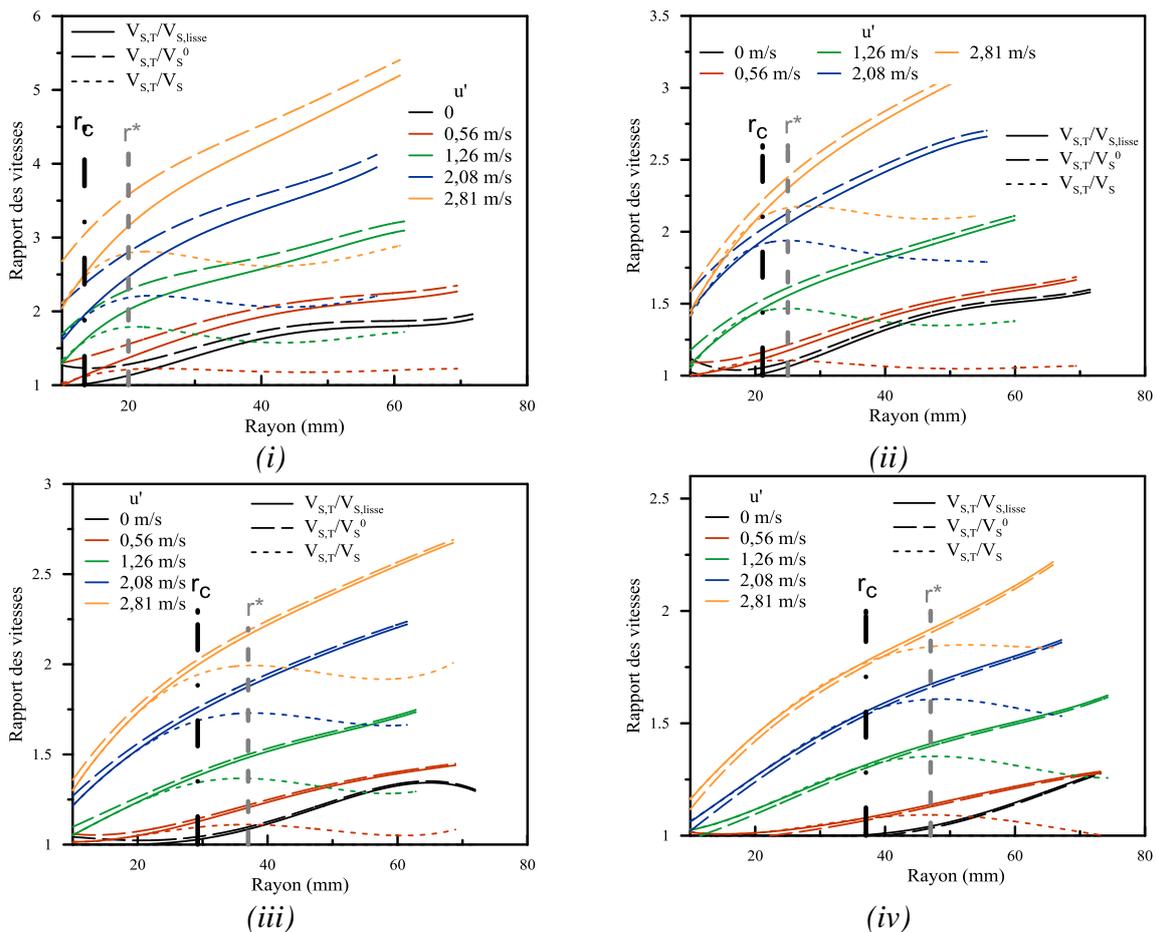


Figure 138 : Evolution du facteur d'accélération en fonction du rayon pour plusieurs vitesses de rotation des ventilateurs. La fraction molaire d'hydrogène dans l'air est de (i) 16 %, (ii) 20 %, (iii) 24 %, (iv) 28 %.  $P = 101$  kPa et  $T = 293$  K.

Les facteurs d'augmentation de la vitesse calculés avec la vitesse de flamme laminaire à étirement zéro,  $V_{S,T}/V_S^0$ , et la vitesse de flamme laminaire lisse,  $V_{S,T}/V_{S,lisse}$ , ont des valeurs très proches (Figure 138). Seule l'expérience avec 16 % d'H<sub>2</sub> dans l'air présente un écart plus grand entre ces deux rapports (Figure 138-iv). Cet écart est directement lié à la valeur de la longueur de Markstein qui traduit la susceptibilité de la flamme à réagir à un étirement par une accélération positive ou négative. L'écart s'inverse entre les expériences avec les mélanges contenant 24 et 28 % d'H<sub>2</sub> car la valeur de la longueur de Markstein devient positive. De plus, l'écart est plus important pour de petits rayons car l'étirement est inversement proportionnel au rayon de la flamme. Le facteur d'augmentation de la vitesse croît avec le rayon de la flamme sans atteindre de valeur asymptotique.

Le rapport  $V_{S,T}/V_S$  augmente avec le rayon jusqu'à une valeur maximale atteinte lorsque la dimension de la flamme atteint un rayon, noté  $r^*$  sur la Figure 138, puis décroît lorsque le rayon est augmenté au-delà de cette valeur. Lorsque le rayon de la flamme est inférieur au rayon critique d'apparition des plissements,  $r_c$ , les profils de  $V_{S,T}/V_S$  et  $V_{S,T}/V_{S,lisse}$  sont confondus. Dans ces conditions expérimentales, le rayon  $r^*$  est supérieur au rayon critique  $r_c$  : il est généralement 1,2 à 1,4 fois supérieur.

En considérant l'ensemble des données expérimentales obtenues au cours de ce travail, nous nous proposons de dériver une expression des rapports  $V_{S,T}/V_{S,lisse}$  et  $V_{S,T}/V_S^0$  en fonction :

- du rayon de la flamme normalisée par l'échelle intégrale de turbulence,  $r/L_T$ ,
- de la fluctuation de la vitesse normalisée par la vitesse fondamentale de flamme à étirement nulle,  $u'/S_L^0$ ,
- du nombre de Lewis

Nous avons vu précédemment que l'évolution de la vitesse de flamme turbulente dépendait aussi selon que le rapport  $u'/S_L^0$  soit inférieur ou supérieur à 1. En effet, dans le premier cas, l'accélération de la flamme est un effet combiné à la fois des instabilités thermo-diffusives et de l'intensité de la turbulence (Figure 134-a). Dans le second cas, la turbulence semble dominer l'accélération de la flamme tout au long du trajet de la flamme (Figure 134-b et c). Aussi, nous limiterons la recherche d'une corrélation au cas où  $u'/S_L^0 > 1$ . Le nombre de Lewis rend compte de la sensibilité des flammes aux instabilités thermo-diffusives, il pourrait ainsi être pris en considération dans la relation recherchée. Quatre relations sont donc adoptées selon les formes suivantes :

$$\frac{V_{S,T}}{V_S^0} = a_0 \cdot \left(\frac{r}{L_T}\right)^{b_0} \cdot \left(\frac{u'}{S_L^0}\right)^{c_0} \cdot (Le)^{d_0} \quad (111)$$

$$\frac{V_{S,T}}{V_S^0} = a_0' \cdot \left(\frac{r}{L_T}\right)^{b_0'} \cdot \left(\frac{u'}{S_L^0}\right)^{c_0'} \quad (112)$$

$$\frac{V_{S,T}}{V_{S,lisse}} = a \cdot \left(\frac{r}{L_T}\right)^b \cdot \left(\frac{u'}{S_L^0}\right)^c \cdot (Le)^d \quad (113)$$

$$\frac{V_{S,T}}{V_{S,lisse}} = a' \cdot \left(\frac{r}{L_T}\right)^{b'} \cdot \left(\frac{u'}{S_L^0}\right)^{c'} \quad (114)$$

L'optimisation de ces relations par régression multiples nous a permis d'estimer les différents coefficients. Les résultats sont reportés dans le tableau suivant :

	Equation (111)	Equation (112)	Equation (113)	Equation (114)
a	1,613±0,010	1,726±0,007	1,713±0,011	1,696±0,007
b	0,333±0,002	0,339±0,002	0,394±0,002	0,393±0,02
c	0,526±0,002	0,552±0,002	0,533±0,002	0,530±0,002
d	-0,140±0,005	n,a,	0,020±0,002	n,a,
R <sup>2</sup>	0,902	0,892	0,900	0,900

Tableau 14 : Valeurs et écarts type des coefficients a, b et c des corrélations déduites de ce travail.

Dans le cas du rapport  $V_{S,T}/V_S^0$ , la relation la plus indiquée est celle qui tient compte du nombre de  $Le$  avec un exposant sur ce dernier de -0,14. Le coefficient sur le paramètre  $u'/S_L^0$  est égale à 0,526 tandis que celui sur le paramètre  $r/L_T$  est égale à 0,333. Ainsi, nous retiendrons la relation suivante lorsque nous comparerons nos résultats à ceux de la littérature dans le prochain paragraphe.

$$\frac{V_{S,T}}{V_S^0} = 1,613 \cdot \left(\frac{r}{L_T}\right)^{0,333} \cdot \left(\frac{u'}{S_L^0}\right)^{0,526} \cdot (Le)^{-0,140} \quad (115)$$

Dans le cas du rapport  $V_{S,T}/V_{S,lisse}$ , le coefficient sur le paramètre  $u'/S_L^0$  est égale à 0,53 tandis que celui sur le paramètre  $r/L_T$  est égale à 0,39. Ces valeurs sont très proches de ceux de la relation (115). Par contre, le coefficient sur le nombre  $Le$  est très faible puisqu'il est de 0,02. Si l'on ne tient pas compte de ce dernier, nous ne notons pas de changement significatif sur les deux autres exposants. Aussi, proposerons-nous d'adopter l'équation suivante pour analyser l'ensemble des résultats expérimentaux pour lesquels  $u'/S_L^0 > 1$  :

$$\frac{V_{S,T}}{V_{S,lisse}} = 1,696 \cdot \left( \frac{r}{L_T} \right)^{0,393} \cdot \left( \frac{u'}{S_L^0} \right)^{0,530} \quad (116)$$

La corrélation (116) est appliquée aux résultats expérimentaux répondant au critère  $u'/S_L^0 > 1$  comme on peut le voir sur la Figure 139. Nous pouvons ainsi en conclure que cette dernière rend bien compte du comportement de la flamme en présence d'une turbulence initiale donnée et cela quel que soit la teneur en hydrogène du mélange.

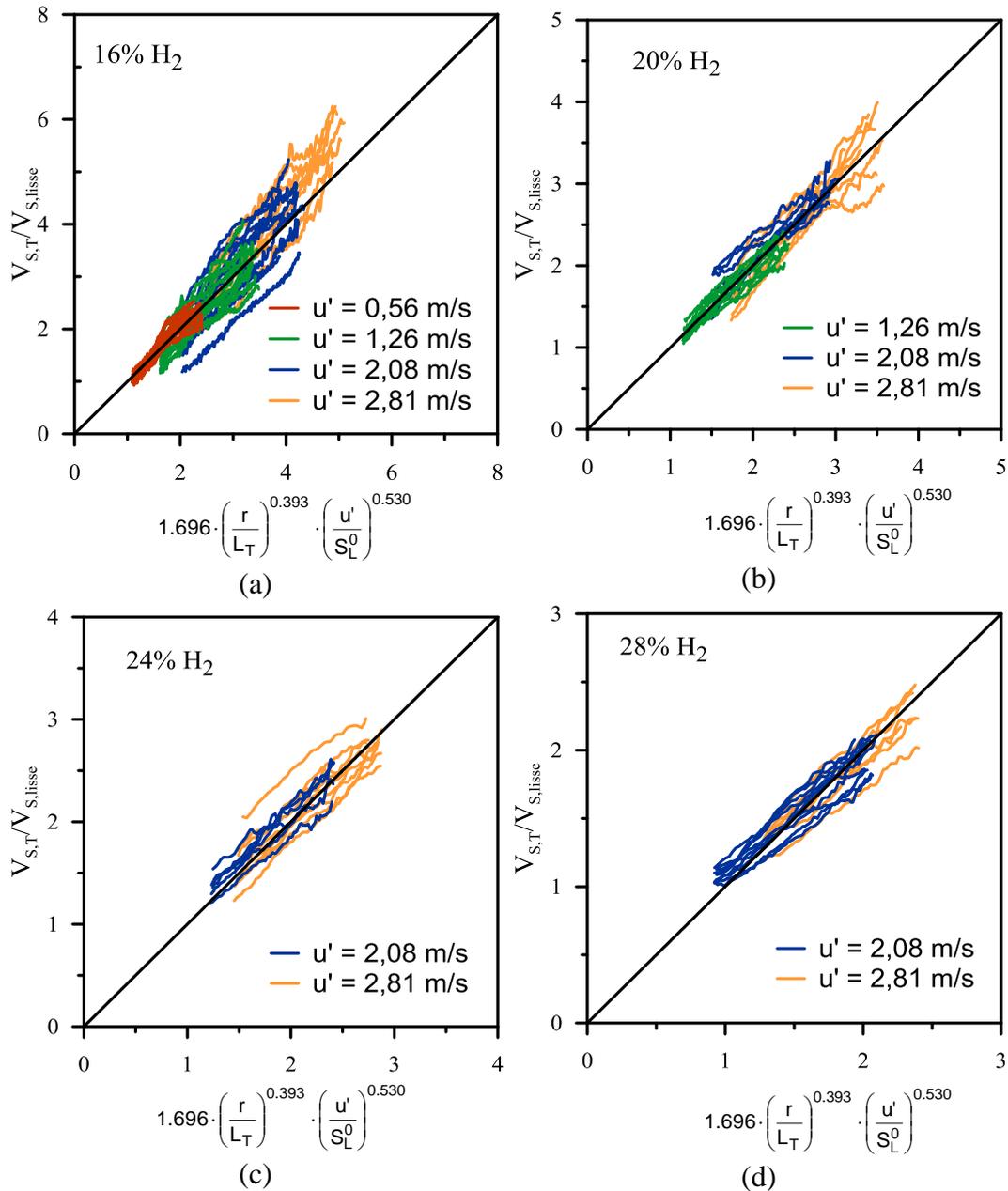


Figure 139 : Corrélation de la vitesse de flamme turbulente. Mélanges de 16 à 28 % d'hydrogène pour des intensités de turbulence allant de 0,56 à 2,81 m/s.  $P = 101$  kPa et  $T = 293$  K.

### iii. Validation de la corrélation établie

Pour valider la corrélation précédemment établie (Equation (115)), nous allons appliquer cette dernière aux résultats de Kitagawa et coll.<sup>44</sup>. Ces auteurs ont mesuré des vitesses de flamme d'hydrogène dans une enceinte de 265 mm de diamètre avec une fluctuation de vitesse de  $0,8 \text{ m.s}^{-1}$  et  $1,6 \text{ m.s}^{-1}$  et une échelle intégrale de 10 mm. Les mesures du rapport  $V_{s,T}/V_S^0$  ont été effectuées pour des flammes de richesse 0,4 à 1,0 à  $P = 101 \text{ kPa}$  et  $T = 300 \text{ K}$  ayant un rayon de 30 mm.

Comme on peut le voir sur la Figure 140, les valeurs prédites par la corrélation développée au cours de ce travail (Equation (115)) est en excellent accord avec les résultats expérimentaux de ces auteurs jusqu'à une richesse de 0,6. Notre corrélation surestime d'un facteur 1,1 les résultats obtenus pour une richesse de 0,4 ce qui correspond à une teneur en hydrogène de 14,4 % dans l'air : la teneur en hydrogène et le rapport  $u'/S_L^0$  sont en dehors des plages étudiées au cours de ce travail, ce qui pourrait expliquer cette déviation.

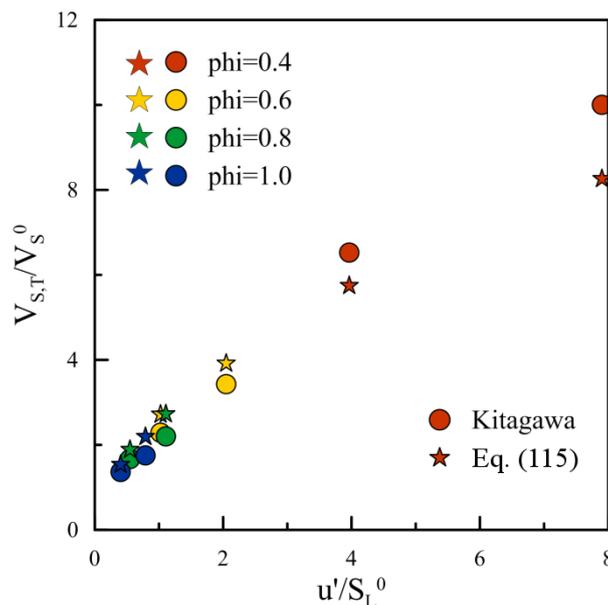


Figure 140 : Résultats expérimentaux obtenus par Kitagawa et coll.<sup>44</sup> ( $P = 101 \text{ kPa}$  et  $T = 300 \text{ K}$ ) comparés à la corrélation établie au cours de cette étude.

## 5.5. Conclusion

Les caractéristiques de la turbulence au sein de l'enceinte ont été mesurées, la fluctuation de vitesse mesurée dans l'enceinte est de  $0,56 \text{ m/s}$ ,  $1,26 \text{ m/s}$ ,  $2,08 \text{ m/s}$ ,  $2,81 \text{ m/s}$  et  $3,79 \text{ m/s}$  pour des vitesses de rotation des ventilateurs de respectivement 1 000 tpm,

2 000 tpm, 3 000 tpm, 4 000 tpm et 5 000 tpm. La fluctuation de vitesse en fonction de la vitesse de rotation suit un polynôme de second degré. La vitesse moyenne, proche de zéro, est très faible devant la fluctuation de vitesse. L'échelle intégrale longitudinale est d'environ 5 cm et varie peu avec la vitesse de rotation. L'homogénéité et l'isotropie de la turbulence sont comprises entre 0,9 et 1,1 sur une zone de 100 mm de diamètre au centre de l'enceinte.

L'impact de la turbulence sur les limites d'inflammabilité en fonction de la concentration en hydrogène a été mesuré. Pour une température initiale de 293 K, la limite inférieure d'inflammabilité est de 4,5 %H<sub>2</sub> sans turbulence et augmente linéairement jusqu'à 5,6 %H<sub>2</sub> pour une fluctuation de vitesse de 2,81 m/s.

L'impact de la turbulence sur les pressions maximales et l'indice d'explosivité ont été mesurés. La pression maximale n'est pas modifiée par la turbulence et ne dépend que du mélange inflammable. Les valeurs sont comprises entre 94 % et 97 % de la P<sub>AICC</sub>. Par contre, la vitesse maximale d'augmentation de la pression croît fortement avec la turbulence. La valeur augmente de 320 bar.s<sup>-1</sup> (laminaire) à 750 bar.s<sup>-1</sup> ( $u' = 2,81$  m/s) pour le mélange à 16 % d'hydrogène dans l'air, et d'environ 1 700 bar.s<sup>-1</sup> (laminaire) à 2 900 bar.s<sup>-1</sup> ( $u' = 2,81$  m/s) pour le mélange à 28 % d'hydrogène.

La connaissance des paramètres fondamentaux des flammes laminaires ( $S_L^0$ ,  $\delta_{therm}$ ) et des paramètres de la turbulence créée au sein de l'enceinte ( $u'$ ,  $L_T$ ) et des nombres adimensionnels ( $Ka$ ,  $Da$ ,  $Re_T$ ) nous a permis d'identifier sur le diagramme de Borghi les différents régimes de combustion. La majorité des essais sont caractérisés par un nombre de Karlovitz inférieur à l'unité caractéristique d'un régime de type « flammelettes » ou « flammelettes avec poches ». Seuls deux essais, à 16 % d'hydrogène, se trouvent dans le régime de type « plissées épaissies » pour des intensités de turbulence supérieure à 2 m/s. La surface de la flamme caractéristique des différents régimes a aussi été décrite sur la base d'enregistrements d'images par la technique Schlieren.

La détermination expérimentale des vitesses turbulentes de combustion a mis en évidence une grande dispersion des résultats, principalement pour les mélanges à faible teneur en hydrogène et pour de fortes fluctuations de vitesse. Un profil moyen de vitesse en fonction du rayon de la flamme a été estimé sur la base d'un minimum de 8 essais. Les principales observations sont que : (i) la vitesse spatiale de flamme augmente avec le rayon ; (ii) la vitesse n'atteint pas de valeur asymptotique, (iii) l'accélération est plus importante pour de faibles rayons.

Sur la base de ces résultats expérimentaux, deux corrélations du facteur d'amplification de la vitesse turbulente en fonction de la fluctuation de vitesse, l'échelle intégrale, le rayon de la flamme et la vitesse de flamme laminaire ont été proposées :

$$\frac{V_{S,T}}{V_S^0} = 1,613 \cdot \left(\frac{r}{L_T}\right)^{0,333} \cdot \left(\frac{u'}{S_L^0}\right)^{0,526} \cdot (Le)^{-0,140} \quad (115)$$

$$\frac{V_{S,T}}{V_{S,lisse}} = 1,696 \cdot \left(\frac{r}{L_T}\right)^{0,393} \cdot \left(\frac{u'}{S_L^0}\right)^{0,530} \quad (116)$$

La méthodologie proposée au cours de ce travail avec l'établissement des corrélations précédemment citées a été validée avec des données de la littérature. Ainsi la corrélation (115) permet de bien reproduire les résultats de Kitagawa et coll.<sup>44</sup>.

# CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Les travaux effectués au cours de cette thèse s'inscrivent dans le cadre des études de sûreté relatives aux réacteurs à eau pressurisée. Un des scénarios possibles en cas d'accident grave est l'initiation d'une flamme d'hydrogène dans l'enceinte. Cette flamme peut, par différents phénomènes s'accélérer dans l'enceinte pouvant générer des augmentations de la pression susceptibles de menacer l'intégrité de l'enceinte de confinement des réacteurs ou celles des équipements nécessaires à la gestion d'un accident grave.

L'objectif de cette thèse est la compréhension de la phase initiale d'accélération de la flamme pour des mélanges d'hydrogène dans l'air lorsqu'une turbulence initiale est présente.

Une étude bibliographique a permis de mettre en évidence le manque de données expérimentales disponibles pour les vitesses de flamme turbulentes de mélanges pauvres d'hydrogène dans l'air. Cependant, un nombre important de travaux effectués sur des carburants plus lourds (méthane, éthane, propane...) nous a permis d'identifier les différents paramètres clés pour établir une corrélation du facteur d'accélération (rapport de la vitesse de flamme turbulente sur la vitesse de flamme laminaire). En fonction des études, les paramètres permettant de corréler le facteur d'accélération sont : (i) les grandeurs caractéristiques de la flamme (vitesse laminaire, épaisseur de flamme), (ii) les grandeurs caractéristiques de la turbulence (intensité de turbulence, échelle intégrale) et (iii) les nombres adimensionnels (Lewis, Karlovitz, Markstein, Damköhler, Reynolds). Bien que la plupart des études de vitesses de flamme turbulente en expansion sphérique observent une évolution du facteur d'accélération avec le rayon de la flamme, très peu d'auteurs utilise le rayon de la flamme dans l'établissement de la corrélation et fixe la valeur du facteur à un rayon donné. Un état de l'art des vitesses de flamme laminaire ainsi que des limites d'inflammabilité a été effectué.

Une description détaillée du nouveau dispositif expérimental conçu et mis en place au cours de la thèse est présenté dans ce manuscrit. Cette sphère a un volume de 93 litres et peut être équipé de 8 ventilateurs pour générer une turbulence. Une méthodologie complète est présentée, expliquant la méthode de caractérisation de la turbulence initiale, la vitesse de flamme laminaire ainsi que la vitesse de flamme turbulente au sein de cette nouvelle installation.

Les caractéristiques de la turbulence ont été mesurées : la fluctuation de la vitesse et l'échelle intégrale de turbulence. La fluctuation de vitesse peut être fixée en fonction de la vitesse de rotation des ventilateurs choisie : elle est de 0,56 m/s à 1 000 tpm et atteint la valeur de 2,81 m/s à 4 000 tpm. L'échelle intégrale longitudinale est d'environ 5 cm et varie peu avec la vitesse de rotation des ventilateurs. L'homogénéité et l'isotropie de la turbulence sont comprises entre 0,9 et 1,1 sur une zone de 100 mm de diamètre au centre de l'enceinte.

Concernant l'étude sur les flammes laminaires, une étude de l'impact de la fréquence d'acquisition et de la résolution des images sur la valeur de la vitesse de flamme a été effectuée. Leurs impacts sur la valeur des vitesses de flamme est minime par contre l'erreur associée s'accroît fortement lorsque l'on dégrade ces paramètres. La vitesse de flamme laminaire ainsi que la longueur de Markstein pour les mélange hydrogène – air ont été mesurées et comparées à la littérature. Les valeurs du rayon critique d'apparition des instabilités thermo-diffusives à la surface ont été mesurées pour les différents mélanges. Ces instabilités vont fortement accélérer la flamme, le facteur d'amplification la vitesse observée pour un mélange à 16 % d'hydrogène est 1,8 fois supérieur à celle d'une flamme lisse d'un même rayon de 60 mm. Nous avons pu établir une corrélation entre le facteur d'amplification due aux instabilités thermo-diffusives, noté  $AF_{TD}$ , et le nombre de  $Le$  selon le domaine de rayons de flamme :

$$AF_{TD} = \begin{cases} 1 & \text{si } \frac{r}{r_c} < 1 \\ 0,27 \frac{r}{r_c} + 0,73 & \text{si } \left( \frac{r}{r_c} \right) < \frac{0,8}{Le} + 1 \\ \frac{0,27}{Le} - 1 & \text{si } \left( \frac{r}{r_c} \right) > \frac{0,8}{Le} + 1 \text{ et } \beta(Le-1) > -2 \end{cases} \quad (102)$$

L'impact de la turbulence sur les limites d'inflammabilité, les pressions maximales et la vitesse de propagation a été étudié. Pour une température initiale de 293 K, la limite inférieure d'inflammabilité est de 4,5 %H<sub>2</sub> sans turbulence et augmente linéairement jusqu'à 5,6 %H<sub>2</sub> pour une intensité de turbulence initiale de 2,81 m/s. La pression maximale n'est pas impactée par la turbulence et ne dépend que de la composition du mélange inflammable. Confirmant ainsi que la combustion est totale même en absence de turbulence dans le cas des mélanges étudiés. Par contre, la vitesse maximale d'augmentation de la pression augmente fortement avec la turbulence.

La détermination expérimentale des vitesses turbulentes de combustion a permis de montrer que : (i) la vitesse spatiale de flamme augmente avec le rayon ; (ii) la vitesse n'atteint pas de valeur asymptotique, (iii) l'accélération est plus importante pour de faibles rayons, (iv) l'évolution du rayon en fonction du temps montre une grande dispersion des résultats, principalement pour les mélanges à faible teneur en hydrogène et pour de fortes intensités de turbulence.

Sur la base de ces résultats expérimentaux, deux corrélations du facteur d'amplification de la vitesse turbulente,  $V_{S,T}/V_S^0$  et  $V_{S,T}/V_{S,lisse}$ , en fonction de l'intensité de turbulence  $u'$ , l'échelle intégrale  $L_T$ , le rayon de la flamme  $r$ , la vitesse de flamme laminaire  $S_L^0$  et du nombre de Le ont été proposées et validées sur des résultats de la littérature :

$$\frac{V_{S,T}}{V_S^0} = 1.613 \cdot \left(\frac{r}{L_T}\right)^{0.333} \cdot \left(\frac{u'}{S_L^0}\right)^{0.526} \cdot (Le)^{-0.140} \quad (115)$$

$$\frac{V_{S,T}}{V_{S,lisse}} = 1.696 \cdot \left(\frac{r}{L_T}\right)^{0.393} \cdot \left(\frac{u'}{S_L^0}\right)^{0.530} \quad (116)$$

Ainsi, Les résultats obtenus dans le cadre de cette thèse améliorent la compréhension générale des mécanismes physiques rencontrés lors d'un accident grave de réacteur à eau pressurisée. Ils renseignent sur l'impact de la turbulence sur la vitesse de propagation de la flamme. La corrélation établie au cours de ce travail sera implémentée dans les codes de modélisation de propagation de la flamme de l'IRSN et testée sur la base de résultats expérimentaux établis en propagation dans un tube encombré d'obstacle.

Cependant, lors d'un accident grave, le mélange combustible n'est pas uniquement composé d'hydrogène dans l'air à température et pression ambiante. Le domaine de validité de la corrélation peut être élargi en effectuant de nouveaux essais avec une pression et une température initiale comparables à celles observées dans l'enceinte au cours d'un accident. De même, l'impact de l'eau, sous forme vapeur ou liquide, sur la propagation de la flamme peut être évalué et implémenté dans la corrélation.

Faix-Gantier<sup>37</sup> a montré que l'échelle intégrale de turbulence dans l'enceinte au cours d'un accident est comprise entre 0,02 et 2 m et la fluctuation de vitesse peut atteindre 15 m/s. Au cours de ce travail, la valeur de l'échelle est fixée par la géométrie du ventilateur et ne varie que très faiblement entre 45 mm et 55 mm avec la vitesse de rotation. L'utilisation d'une géométrie de ventilateur différente ou l'implémentation d'une grille dans l'enceinte pour casser les tourbillons pourrait permettre de faire varier l'échelle intégrale de la turbulence. De

plus, sachant que la vitesse de rotation des ventilateurs peut atteindre 12 000 tpm, la fluctuation de vitesse pourrait atteindre 12,5 m/s en extrapolant la valeur avec la relation (104). La corrélation pourrait alors s'établir sur une plus grande gamme d'échelle intégrale et de fluctuation de vitesse pouvant rendre compte de la turbulence rencontrée dans l'enceinte du réacteur en cas d'accident grave.

Au cours de cette étude, la turbulence a été caractérisée dans l'enceinte avant l'inflammation. L'utilisation de la PIV rapide ou de la PIV volumique au cours de la propagation de la flamme permettrait d'estimer l'impact de la propagation de la flamme sur la vitesse du fluide en amont du front de flamme.

Pour les mélanges pauvres en hydrogène où  $u'/S_L^0 < 1$ , il est difficile de différencier l'accélération due aux instabilités thermo-diffusives de celle due à la fluctuation de la vitesse. L'utilisation de mélanges riches en hydrogène, où la flamme reste lisse et n'est impactée par les effets thermo-diffusifs qu'à de très grands rayons (supérieure au diamètre de la fenêtre d'observation), permettrait de pondérer l'impact de ces deux phénomènes sur l'augmentation de la vitesse. Le but étant ensuite d'unifier la corrélation d'amplification de la vitesse par la turbulence avec la corrélation d'amplification de la vitesse par les instabilités thermo-diffusives.

# BIBLIOGRAPHIE

1. Breitung, W. *et al.* Integral large scale experiments on hydrogen combustion for severe accident code validation-HYCOM. *Nuclear Engineering and Design* **235**, 253–270 (2005).
2. Bentaib, A. *et al.* SARNET hydrogen deflagration benchmarks: Main outcomes and conclusions. *Annals of Nuclear Energy* **74**, 143–152 (2014).
3. Kotchourko, A. *et al.* ISP-49 on Hydrogen Combustion. *NEA/CSNI/R(2011)* **9**, (2012).
4. Glassman, I. & Yetter, R. A. *Combustion*. (Academic Press, 2008).
5. Williams, F. A. in *Reduced Kinetic Mechanisms and Asymptotic Approximations for Methane-Air Flames* (ed. Smooke, M. D.) 68–85 (Springer Berlin Heidelberg, 1991).
6. Mallard, E. & Le Châtelier, H. L. Recherches expérimentales et théoriques sur la combustion des mélanges gazeux explosives. *Annales des Mines* **4**, 379 (1883).
7. Zeldovich, Y. B. & Frank-Kamenetskii, D. A. A theory of thermal propagation of flames. *Zhurnal Fizicheskoi Khimii* **12**, (1938).
8. Addabbo, R., Bechtold, J. K. & Matalon, M. Wrinkling of spherically expanding flames. *Proceedings of the Combustion Institute* **29**, 1527 – 1535 (2002).
9. Clavin, P. Dynamic behavior of premixed flame fronts in laminar and turbulent flows. *Progress in Energy and Combustion Science* **11**, 1–59 (1985).
10. Ronney, P. D. & Sivashinsky, G. I. A Theoretical Study of Propagation and Extinction of Nonsteady Spherical Flame Fronts. *SIAM Journal on Applied Mathematics* **49**, 1029–1046 (1989).
11. Hu, E., Huang, Z., He, J. & Miao, H. 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* **34**, 8741–8755 (2009).
12. Liu, D. D. S. & MacFarlane, R. Laminar burning velocities of hydrogen-air and hydrogen-air-steam flames. *Combustion and Flame* **49**, 59–71 (1983).

13. Aung, K. T., Hassan, M. I. & Faeth, G. M. 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* **112**, 1–15 (1998).
14. Shapiro, Z. M. & Moffette, T. R. *Hydrogen Flammability Data and Application to Pwr Loss-of-Coolant Accident*. (Westinghouse Electric Corp. Bettis Plant, Pittsburgh, 1957).
15. Coward, H. F. & Jones, G. W. Limits of Flammability of Gases and Vapors. (1952).
16. Cheikhvat, H., Chaumeix, N., Bentaib, A. & Paillard, C.-E. Flammability Limits of Hydrogen-Air Mixtures. *Nuclear Technology* **178**, 5–16 (2012).
17. Van Tiggelen, A. *et al. Oxydations et Combustions*. (1968).
18. Jones, T. Explosive Nature of Hydrogen in Partial-Pressure Vacuum. *Heat Treating Progress* **9**, 43–46 (2009).
19. Kuznetsov, M., Grune, J., Kobelt, S., Sempert, K. & Jordan, T. Experiments for the hydrogen combustion aspects of ITER LOVA scenarios. *Fusion Engineering and Design* **86**, 2747–2752 (2011).
20. Kuznetsov, M., Kobelt, S., Grune, J. & Jordan, T. Flammability limits and laminar flame speed of hydrogen–air mixtures at sub-atmospheric pressures. *International Journal of Hydrogen Energy* **37**, 17580–17588 (2012).
21. Kumar, R. K. Flammability Limits of Hydrogen-Oxygen-Diluent Mixtures. *Journal of Fire Sciences* **3**, 245–262 (1985).
22. Cheikhvat, H. *Etude expérimentale de la combustion de l'hydrogène dans une atmosphère inflammable en présence de gouttes d'eau*. (Thèse doctorale de l'Université d'Orléans, 2009).
23. Abdel-Gayed, R. G., Al-Khishali, K. J. & Bradley, D. Turbulent Burning Velocities and Flame Straining in Explosions. *Proc. R. Soc. Lond. A* **391**, 393–414 (1984).
24. Drell, I. L. & Belles, F. E. *Survey of hydrogen combustion properties*. (1958).
25. Ono, R., Nifuku, M., Fujiwara, S., Horiguchi, S. & Oda, T. Minimum ignition energy of hydrogen–air mixture: Effects of humidity and spark duration. *Journal of Electrostatics* **65**, 87–93 (2007).

26. Buckel, J. W. & Chandra, S. Hot wire ignition of hydrogen-oxygen mixtures. *International Journal of Hydrogen Energy* **21**, 39–44 (1996).
27. Darrieus, G. Propagation d'un front de flamme. *communication présentée à La Technique Moderne* (1938).
28. Landau, L. D. On the theory of slow combustion. *Acta Physicochim URSS* **19**, 77–85 (1944).
29. Ciccarelli, G. & Dorofeev, S. Flame acceleration and transition to detonation in ducts. *Progress in Energy and Combustion Science* **34**, 499–550 (2008).
30. Gu, X. J., Haq, M. Z., Lawes, M. & Woolley, R. Laminar burning velocity and Markstein lengths of methane-air mixtures. *Combustion and Flame* **121**, 41–58 (2000).
31. Bradley, D. & Harper, C. M. The development of instabilities in laminar explosion flames. *Combustion and Flame* **99**, 562–572 (1994).
32. Bauwens, C. R., Bergthorson, J. M. & Dorofeev, S. B. Experimental study of spherical-flame acceleration mechanisms in large-scale propane-air flames. *Proceedings of the Combustion Institute* **35**, 2059–2066 (2015).
33. Kim, W. K., Mogi, T., Kuwana, K. & Dobashi, R. Self-similar propagation of expanding spherical flames in large scale gas explosions. *Proceedings of the Combustion Institute* **35**, 2051–2058 (2015).
34. Gostintsev, Y. A., Istratov, A. G. & Shulenin, Y. V. Self-similar propagation of a free turbulent flame in mixed gas mixtures. *Combustion, Explosion, and Shock Waves* **24**, 563–569 (1989).
35. Borghi, R. in *Recent Advances in the Aerospace Sciences* (eds. Casci, P. I. C. & Bruno, C.) 117–138 (Springer US, 1985).
36. Veynante, D. & Vervisch, L. Turbulent combustion modeling. *Progress in Energy and Combustion Science* **28**, 193–266 (2002).
37. Faix-Gantier, A. Phénoménologie et calculs numériques de la propagation d'une flamme prémélangée hydrogène-air pauvre dans un milieu turbulent. (2001).
38. Kumar, R. K. & Tamm, H. Turbulent combustion of hydrogen in large volumes. *Can. J. Chem. Eng.* **63**, 662–667 (1985).

39. Koroll, G. W., Kumar, R. K. & Bowles, E. M. Burning velocities of hydrogen-air mixtures. *Combustion and Flame* **94**, 330–340 (1993).
40. Abdel-Gayed, R. G. & Bradley, D. Dependence of turbulent burning velocity on turbulent reynolds number and ratio of flaminar burning velocity to R.M.S. turbulent velocity. *Symposium (International) on Combustion* **16**, 1725–1735 (1977).
41. Heitsch, M. A Model of Vented Hydrogen Deflagrations in a Containment. *Nuclear Technology* **114**, 68–76 (1996).
42. Kozachenko, L. S. & Kuznetsov, I. L. Burning velocity in a turbulent stream of a homogeneous mixture. *Combust Explos Shock Waves* **1**, 22–30 (1965).
43. Leisenheimer, B. & Leuckel, W. Self-Generated Acceleration of Confined Deflagrative Flame Fronts. *Combustion Science and Technology* **118**, 147–164 (1996).
44. Kitagawa, T. *et al.* Turbulent burning velocity of hydrogen–air premixed propagating flames at elevated pressures. *International Journal of Hydrogen Energy* **33**, 5842–5849 (2008).
45. Bradley, D., Lau, A. K. C. & Lawes, M. Flame Stretch Rate as a Determinant of Turbulent Burning Velocity. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* **338**, 359–387 (1992).
46. Chiu, C.-W., Dong, Y.-C. & Shy, S. S. High-pressure hydrogen/carbon monoxide syngas turbulent burning velocities measured at constant turbulent Reynolds numbers. *International Journal of Hydrogen Energy* **37**, 10935–10946 (2012).
47. Shy, S. S. *et al.* Correlations of high-pressure lean methane and syngas turbulent burning velocities: Effects of turbulent Reynolds, Damköhler, and Karlovitz numbers. *Proceedings of the Combustion Institute* **35**, 1509–1516 (2015).
48. Chaudhuri, S. Scaling of turbulent flame speed for expanding flames with Markstein diffusion considerations. *Phys. Rev. E* **88**, (2013).
49. Chaudhuri, S., Wu, F., Zhu, D. & Law, C. K. Flame Speed and Self-Similar Propagation of Expanding Turbulent Premixed Flames. *Physical Review Letters* **108**, (2012).
50. Wu, F., Saha, A., Chaudhuri, S. & Law, C. K. Propagation speeds of expanding turbulent flames of C4 to C8 n-alkanes at elevated pressures: Experimental determination, fuel similarity, and stretch-affected local extinction. *Proceedings of the Combustion Institute* **35**, 1501–1508 (2015).

51. Ravi, S., Peltier, S. J. & Petersen, E. L. Analysis of the impact of impeller geometry on the turbulent statistics inside a fan-stirred, cylindrical flame speed vessel using PIV. *Experiments in Fluids* **54**, (2013).
52. Birouk, M. & Fabbro, S. C. Droplet evaporation in a turbulent atmosphere at elevated pressure – Experimental data. *Proceedings of the Combustion Institute* **34**, 1577–1584 (2013).
53. Weinberg, F. J. *Optics of Flames: Including Methods for the Study of Refractive Index Fields in Combustion and Aerodynamics*. (1963).
54. Sabard, J. Etude de l'explosion de mélanges diphasiques : hydrogène et poussières. (Université d'Orléans, 2013).
55. Thielicke, W. & Stamhuis, E. J. PIVlab – Towards User-friendly, Affordable and Accurate Digital Particle Image Velocimetry in MATLAB. *Journal of Open Research Software* **2**, (2014).
56. Pizer, S. M. *et al.* Adaptive histogram equalization and its variations. *Computer Vision, Graphics, and Image Processing* **39**, 355–368 (1987).
57. Kármán, T. de & Howarth, L. On the Statistical Theory of Isotropic Turbulence. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences* **164**, 192–215 (1938).
58. Canny, J. A Computational Approach to Edge Detection. *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence* **PAMI-8**, 679–698 (1986).
59. Rallls, C. J. & Tremeer, G. E. B. Equations for the determination of burning velocity in a spherical constant volume vessel. *Combustion and Flame* **7**, 51–61 (1963).
60. Kelley, A. P. & Law, C. K. Nonlinear effects in the extraction of laminar flame speeds from expanding spherical flames. *Combustion and Flame* **156**, 1844 – 1851 (2009).
61. Bradley, D. *et al.* Turbulent burning velocity, burned gas distribution, and associated flame surface definition. *Combustion and Flame* **133**, 415–430 (2003).
62. Mével, R., Lafosse, F., Chaumeix, N., Dupré, G. & Paillard, C.-E. Spherical expanding flames in H<sub>2</sub>-N<sub>2</sub>O-Ar mixtures: flame speed measurements and kinetic modeling. *International Journal of Hydrogen Energy* **34**, 9007–9018 (2009).

63. Lamoureux, N., Djebaili-Chaumeix, N. & Paillard, C.-E. 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* **27**, 385 – 393 (2003).
64. Egolfopoulos, F. N. & Law, C. K. 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. *Symposium (International) on Combustion* **23**, 333–340 (1991).
65. Wu, C. K. & Law, C. K. On the determination of laminar flame speeds from stretched flames. *Symposium (International) on Combustion* **20**, 1941–1949 (1985).
66. Sun, Z.-Y., Liu, F.-S., Bao, X.-C. & Liu, X.-H. Research on cellular instabilities in outwardly propagating spherical hydrogen-air flames. *International Journal of Hydrogen Energy* **37**, 7889–7899 (2012).
67. Burluka, A. A., El-Dein Hussin, A. M. T., Sheppard, C. G. W., Liu, K. & Sanderson, V. Turbulent Combustion of Hydrogen–CO Mixtures. *Flow, Turbulence and Combustion* **86**, 735–749 (2011).
68. Zimont, V. L. Theory of turbulent combustion of a homogeneous fuel mixture at high reynolds numbers. *Combustion, Explosion, and Shock Waves* **15**, 305–311 (1979).

# ANNEXES

## A1. Courbe d'Hugoniot et de la droite de Rayleigh

Le calcul de la courbe d'Hugoniot ainsi que de la droite de Rayleigh s'effectue à partir des équations de conservation de mouvement et de masse :

$$\rho_f u_f = \rho_b u_b \quad (1)$$

$$P_f + \rho_f u_f^2 = P_b + \rho_b u_b^2 \quad (2)$$

$$C_p T_f + \frac{1}{2} u_f^2 + Q = C_p T_b + \frac{1}{2} u_b^2 \quad (3)$$

$$P_f = \rho_f R T_f \quad (4)$$

$$P_b = \rho_b R T_b \quad (5)$$

En utilisant l'équation (1) on peut définir la vitesse des gaz frais comme :

$$u_f = \left( \rho_b / \rho_f \right) u_b \quad (117)$$

On remplace la vitesse des gaz frais dans l'équation (2) tel que :

$$\rho_f u_f^2 - \frac{\rho_b^2}{\rho_f} u_b^2 = P_b - P_f \quad (118)$$

En divisant par  $\rho_f^2$  on obtient :

$$u_f^2 \left( \frac{1}{\rho_f} - \frac{1}{\rho_b} \right) = \frac{P_b - P_f}{\rho_f^2} \quad (119)$$

$$u_f^2 = \frac{1}{\rho_f^2} \left[ P_b - P_f / \left( \frac{1}{\rho_f} - \frac{1}{\rho_b} \right) \right] \quad (120)$$

La vitesse du son dans les gaz frais s'exprime :

$$c_f^2 = \gamma RT_f = \gamma P_f (1/\rho_f) \quad (121)$$

Avec  $\gamma$  le rapport des chaleurs spécifiques. On déduit la droite de Rayleigh comme :

$$\gamma M_f^2 = \left( \frac{P_b}{P_f} - 1 \right) / \left( 1 - \frac{(1/\rho_b)}{(1/\rho_f)} \right) \quad (7)$$

En effectuant un développement analogue, on obtient pour les gaz brulés :

$$u_b^2 = \frac{1}{\rho_b^2} \left[ (P_b - P_f) / \left( \frac{1}{\rho_f} - \frac{1}{\rho_b} \right) \right] \quad (122)$$

$$\gamma M_b^2 = \left( 1 - \frac{P_b}{P_f} \right) / \left( \frac{(1/\rho_b)}{(1/\rho_f)} - 1 \right) \quad (123)$$

Sachant que

$$\frac{C_p}{R} = \frac{\gamma}{(\gamma - 1)} \quad (124)$$

On substitue  $C_p$  dans l'équation (3) et on obtient :

$$R \frac{\gamma}{(\gamma - 1)} T_f + \frac{1}{2} u_f^2 + Q = R \frac{\gamma}{(\gamma - 1)} T_b + \frac{1}{2} u_b^2 \quad (125)$$

En écrivant cette relation, on suppose que  $C_p$  et  $\gamma$  sont constant. Comme  $RT = P/\rho$ , alors :

$$\frac{\gamma}{\gamma - 1} \left( \frac{P_b}{\rho_b} - \frac{P_f}{\rho_f} \right) - \frac{1}{2} (u_f^2 - u_b^2) = Q \quad (126)$$

On obtient des équations (120) et (122) :

$$u_f^2 - u_b^2 = \left( \frac{1}{\rho_f^2} - \frac{1}{\rho_b^2} \right) \left[ \frac{P_b - P_f}{(1/\rho_f) - (1/\rho_b)} \right] = \left( \frac{1}{\rho_f} + \frac{1}{\rho_b} \right) (P_b - P_f) \quad (127)$$

On obtient alors l'équation d'Hugoniot en remplaçant (127) dans (126) :

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} \left( \frac{P_b}{\rho_b} - \frac{P_f}{\rho_f} \right) - \frac{1}{2} \cdot (P_b - P_f) \cdot \left( \frac{1}{\rho_f} + \frac{1}{\rho_b} \right) = Q \quad (6)$$

## A2. Granulométrie de la DEHS

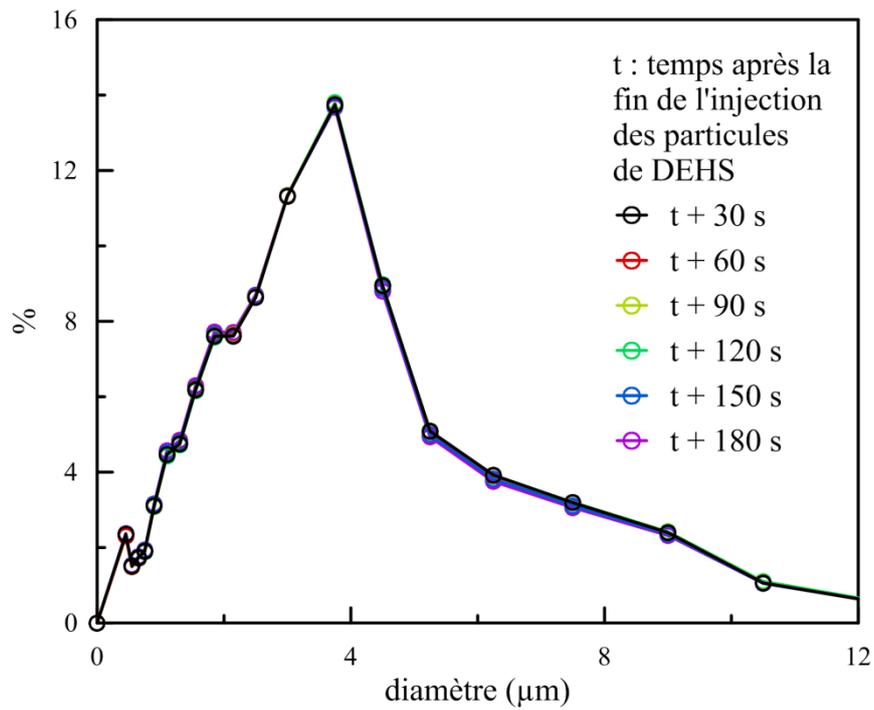


Figure 141 : distribution du pourcentage de particule en fonction de leur diamètre.

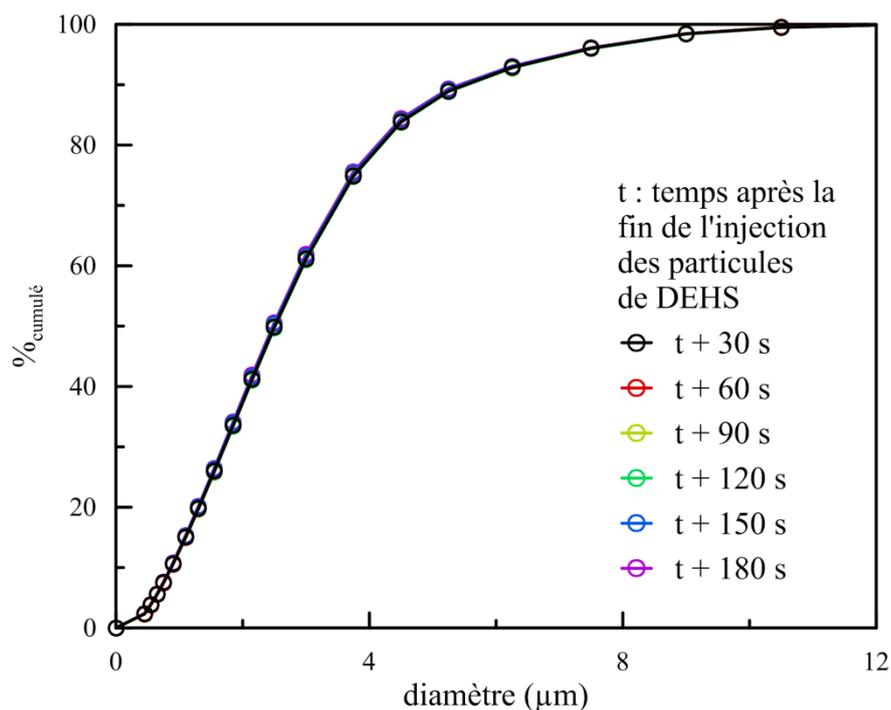


Figure 142 : distribution cumulée du nombre de particule en fonction de leur diamètre.

t	+30 s	+60 s	+90 s	+120 s	+150 s	+180 s
$D_{10}$ (µm)	0,87	0,87	0,87	0,87	0,87	0,86
$D_{50}$ (µm)	2,51	2,51	2,51	2,52	2,49	2,48
$D_{90}$ (µm)	5,52	5,52	5,52	5,54	5,47	5,43
$D_{SMD}$ (µm)	1,76	1,76	1,76	1,77	1,75	1,74

Tableau 15 : Diamètre des particules en fonction du temps après l'injection.  $D_{10}$  : diamètre à 10% de la distribution cumulée.  $D_{50}$  : diamètre à 50% de la distribution cumulée.  $D_{90}$  : diamètre à 90% de la distribution cumulée.  $D_{SMD}$  : diamètre moyen de Sauter.

### A3. Flammes laminaires

%H <sub>2</sub> réel	P (kPa)	T (K)	$\sigma$	S <sub>b</sub> <sup>0</sup> (cm/s)	L <sub>b</sub> (mm)	S <sub>u</sub> <sup>0</sup> (cm/s)
15,99	101,49	292,2	4,84	229,4	-1,10	47,3
16,01	101,53	292,2	4,84	211,7	-1,30	43,7
16,02	101,53	292,7	4,84	235,7	-1,13	48,6
16,02	101,58	293,5	4,83	217,0	-1,25	44,9
16,11	101,64	292,8	4,86	225,3	-1,16	46,3
19,99	101,49	293,6	5,59	507,2	-0,44	90,6
20,01	101,50	295,8	5,56	534,2	-0,32	96,0
20,02	101,53	293,9	5,59	507,1	-0,43	90,6
20,03	101,54	293,1	5,61	532,4	-0,28	94,9
20,10	101,61	292,1	5,64	494,6	-0,55	87,7
20,24	101,81	293,3	5,64	520,4	-0,52	92,2
23,97	101,48	293,6	6,28	869,3	-0,34	138,4
24,00	101,53	294,4	6,27	895,6	-0,10	142,9
24,00	101,53	297,9	6,20	911,3	-0,08	146,9
24,01	101,53	292,3	6,31	840,2	-0,45	133,1
24,07	101,61	294,9	6,27	902,0	-0,11	143,9
28,02	101,54	293,1	6,86	1307,9	0,09	190,7
28,02	101,58	292,2	6,88	1351,1	0,41	196,4
28,07	101,57	292,1	6,88	1324,3	0,23	192,3
28,00	101,53	293,4	6,85	1317,1	0,12	192,3
28,07	101,60	294,2	6,84	1311,0	0,14	191,6

*Tableau 16 : Conditions initiales des essais effectués pour la mesure des flammes laminaires. Pourcentage d'hydrogène dans le mélange, pression initiale, température initiale, facteur d'expansion (rapport de la densité des gaz frais sur les gaz brûlés), vitesse spatiale de flamme laminaire à étirement nul, longueur de Markstein, vitesse de flamme laminaire à étirement nul.*

## A4. PIV

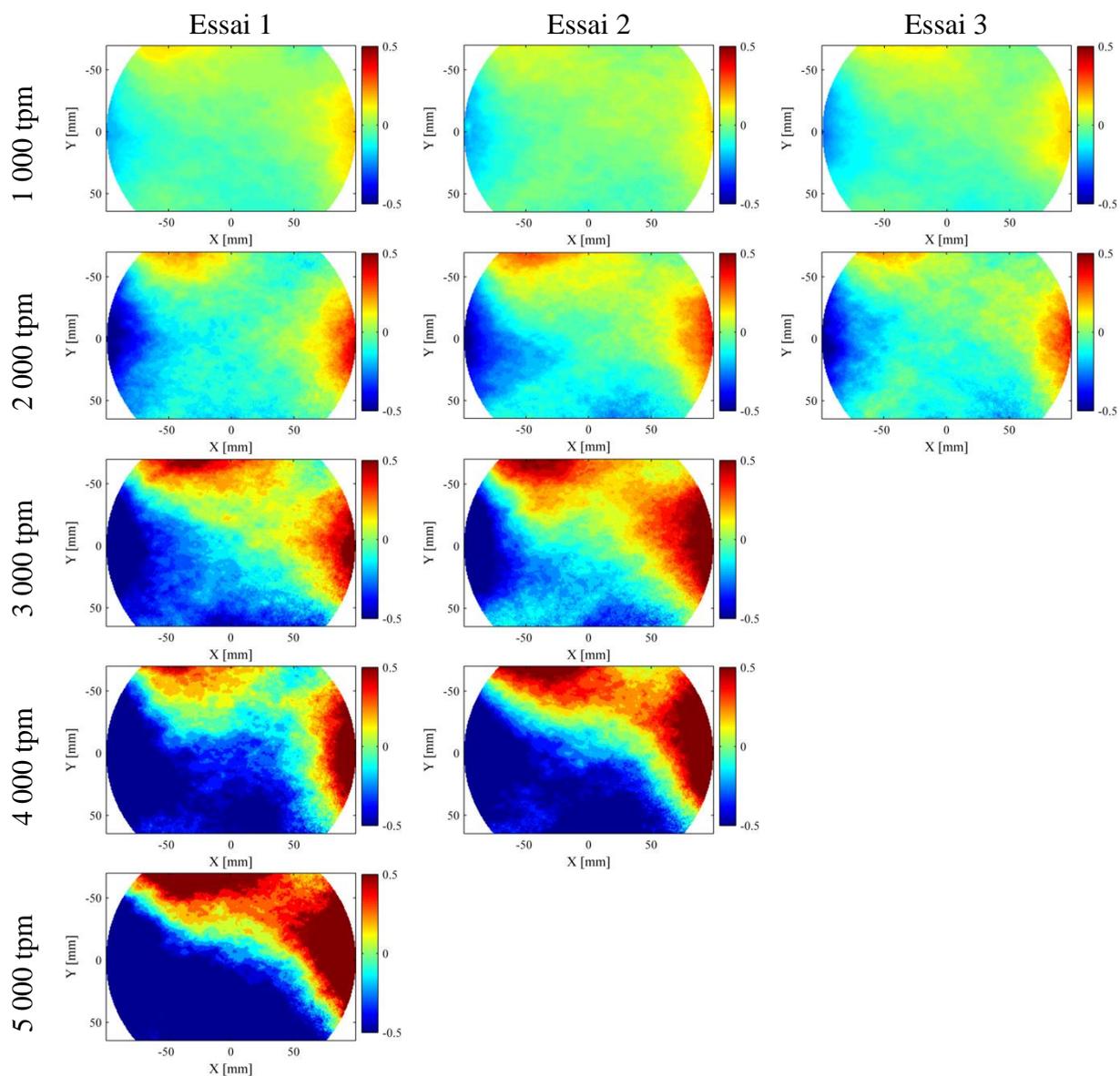


Figure 143 : Cartographies des vitesses moyennes pour la composante U (m/s) sur les essais de 1 000 à 5 000 tpm. La carte est centrée sur le hublot et sa taille est équivalente à celle du hublot.

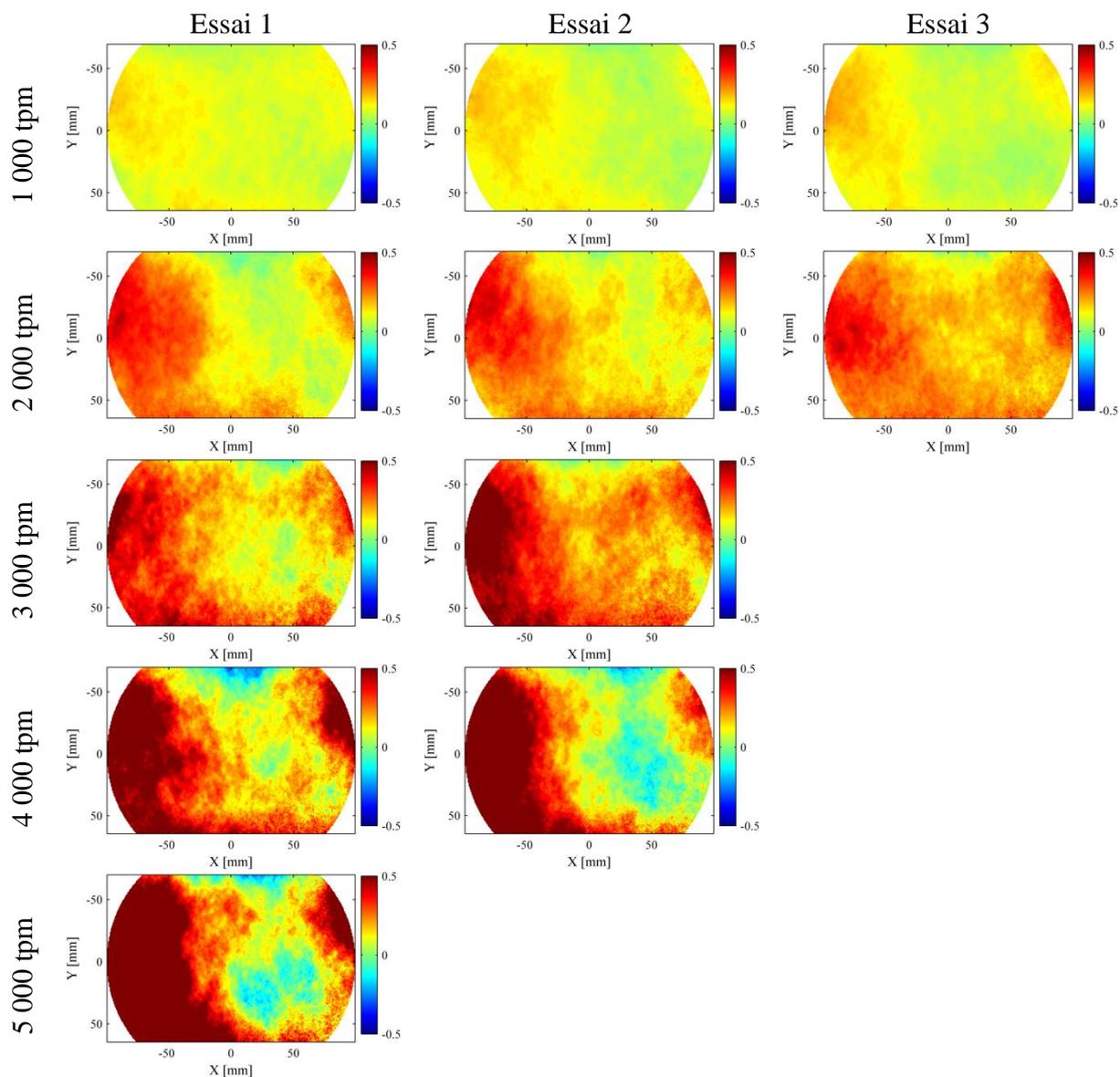


Figure 144 : Cartographies des vitesses moyennes pour la composante V (m/s) sur les essais de 1 000 à 5 000 tpm. La Cartographie est centrée sur le hublot et sa taille est équivalente à celle du hublot.

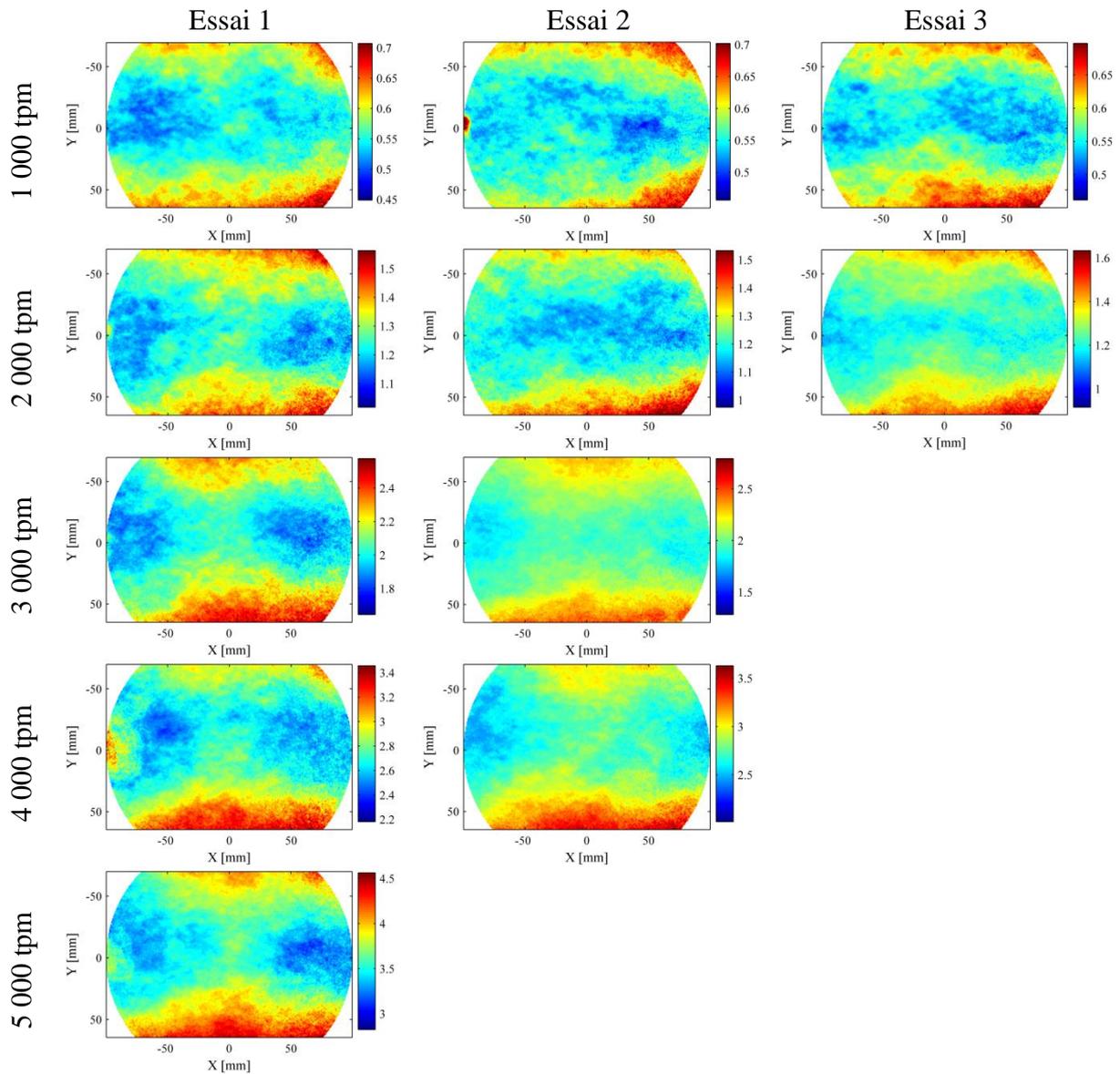


Figure 145 : Cartographies des vitesses quadratiques moyennes pour la composante U (m/s) sur les essais de 1 000 à 5 000 tpm. La Cartographie est centrée sur le hublot et sa taille est équivalente à celle du hublot.

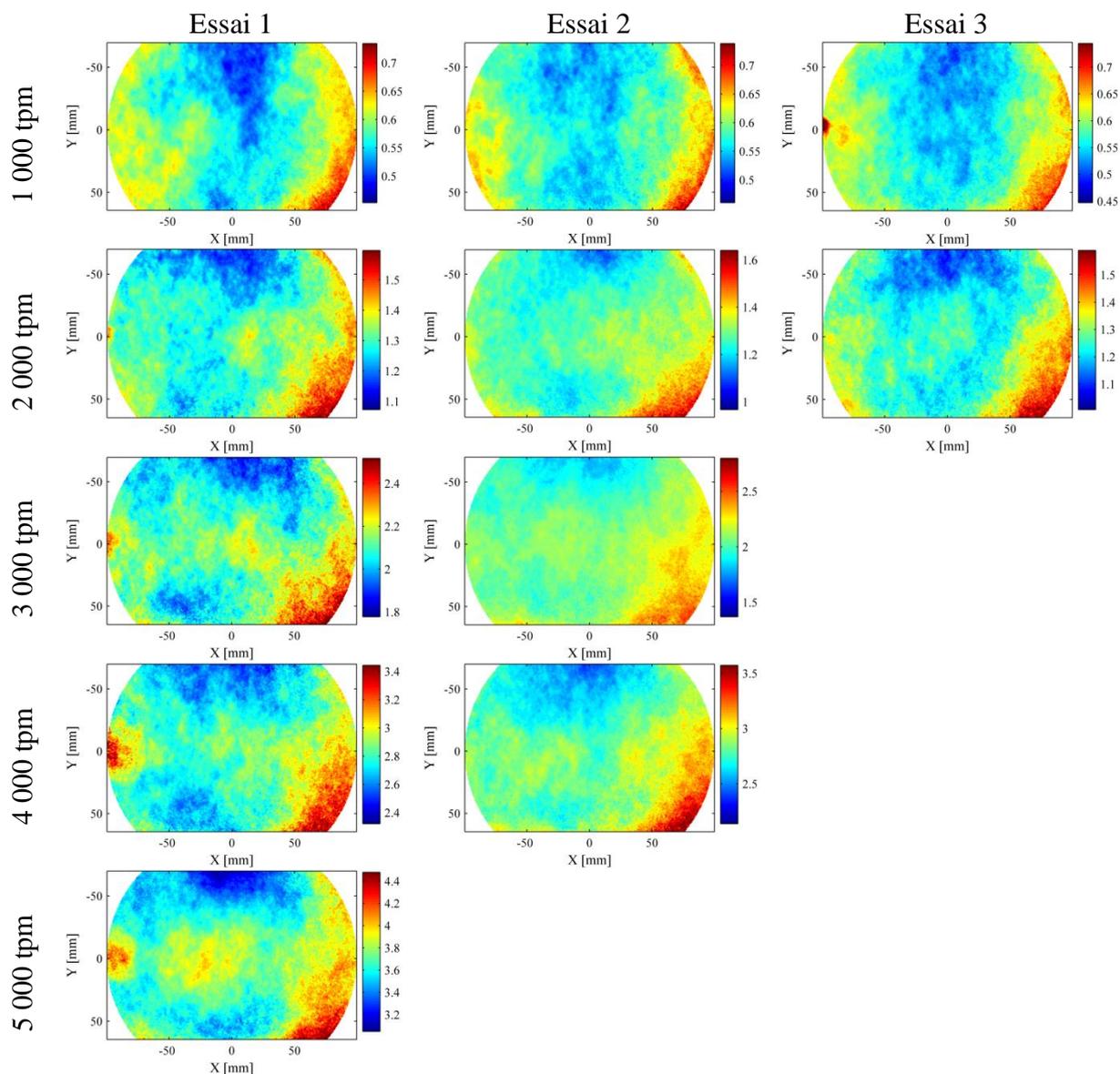


Figure 146 : Cartographies des vitesses quadratiques moyennes pour la composante V (m/s) sur les essais de 1 000 à 5 000 tpm. La Cartographie est centrée sur le hublot et sa taille est équivalente à celle du hublot.

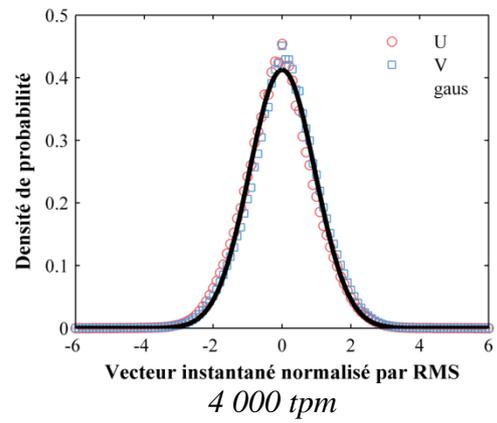
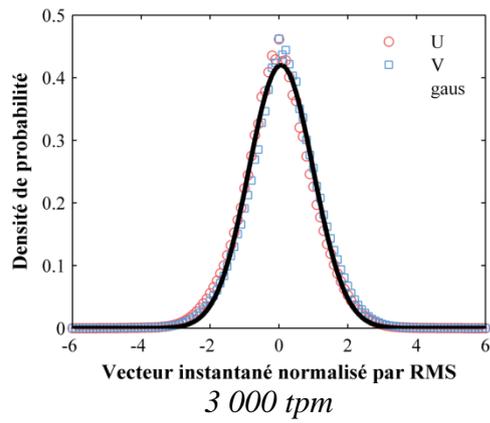
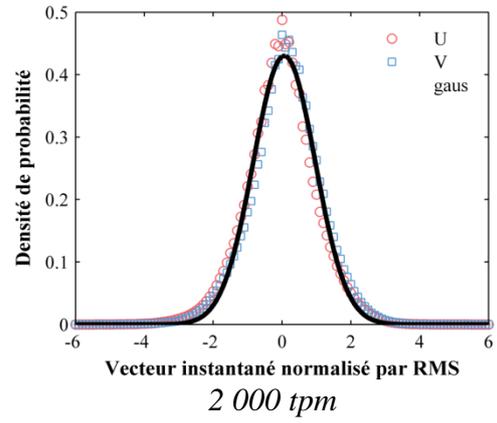
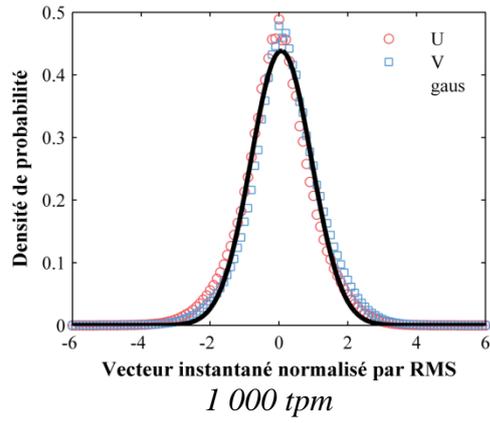
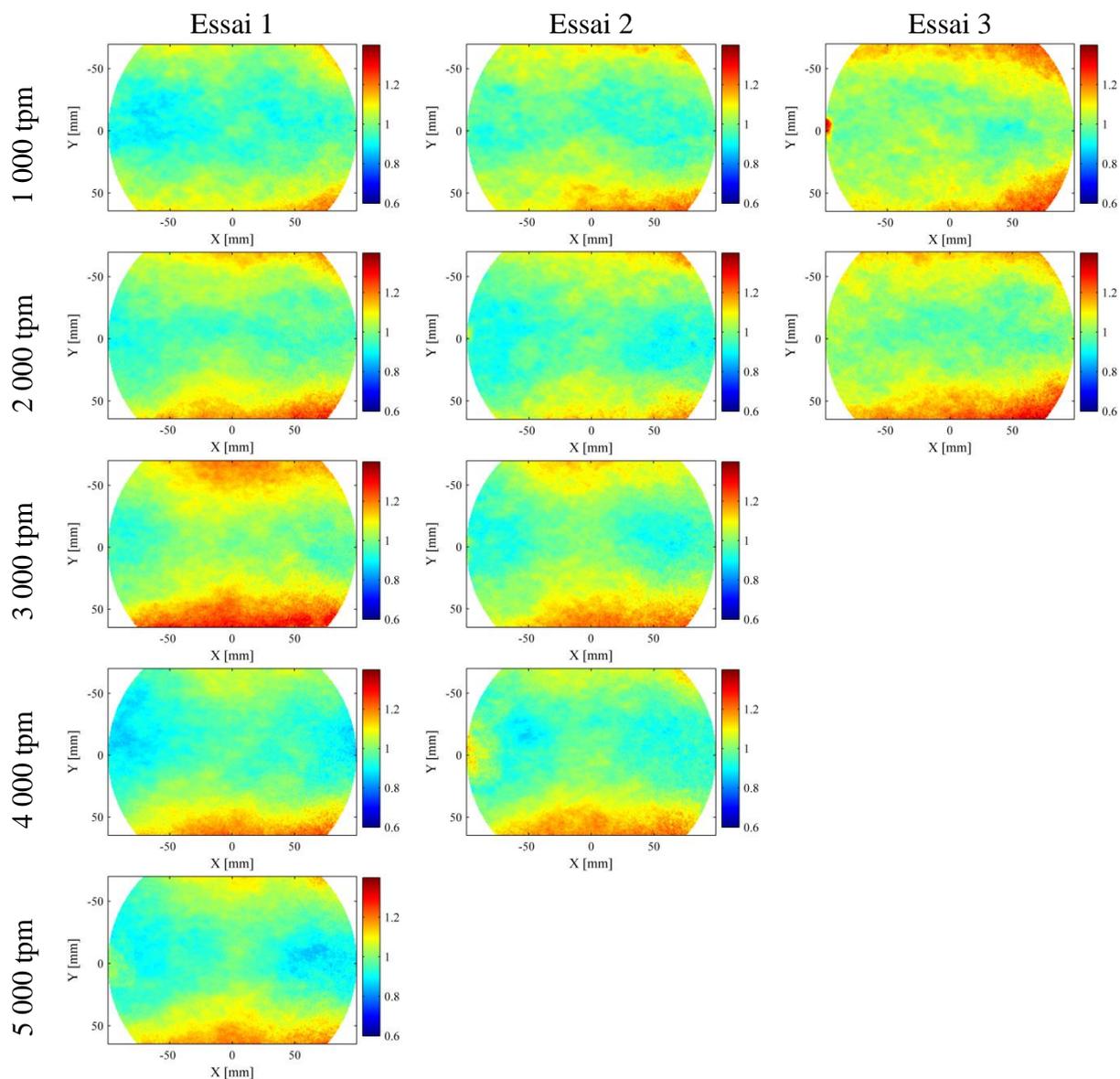


Figure 147 : Ecart de la vitesse instantané à la moyenne quadratique pour les essais de 1 000 à 4 000 tpm



*Figure 148 : Cartographie d'homogénéité de la composante U pour les essais de 1 000 à 5 000 tpm. La Cartographie est centrée sur le hublot et sa taille est équivalente à celle du hublot.*

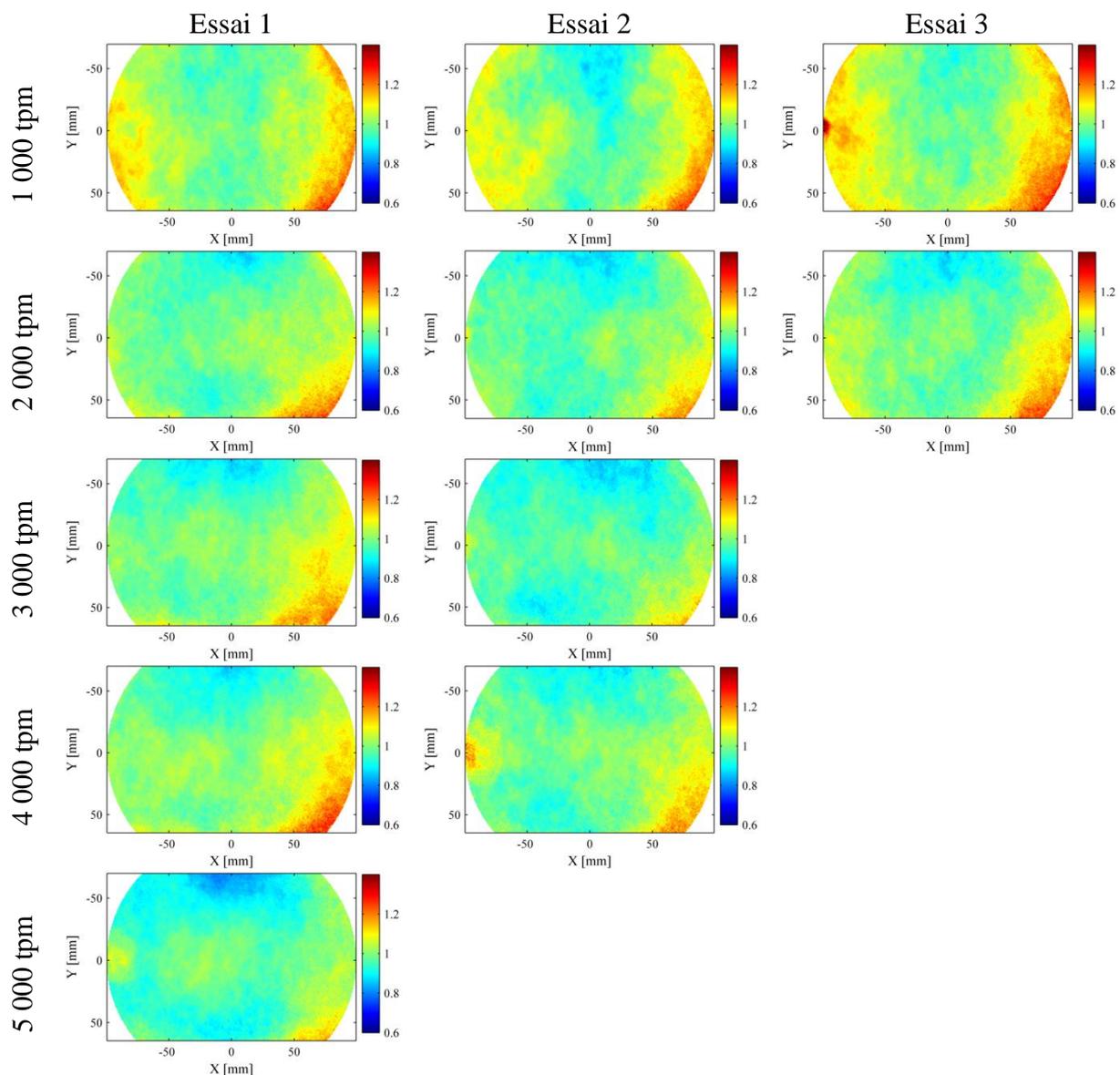


Figure 149 : Cartographie d'homogénéité de la composante  $V$  (m/s) pour les essais de 1 000 à 5 000 tpm. La Cartographie est centrée sur le hublot et sa taille est équivalente à celle du hublot.

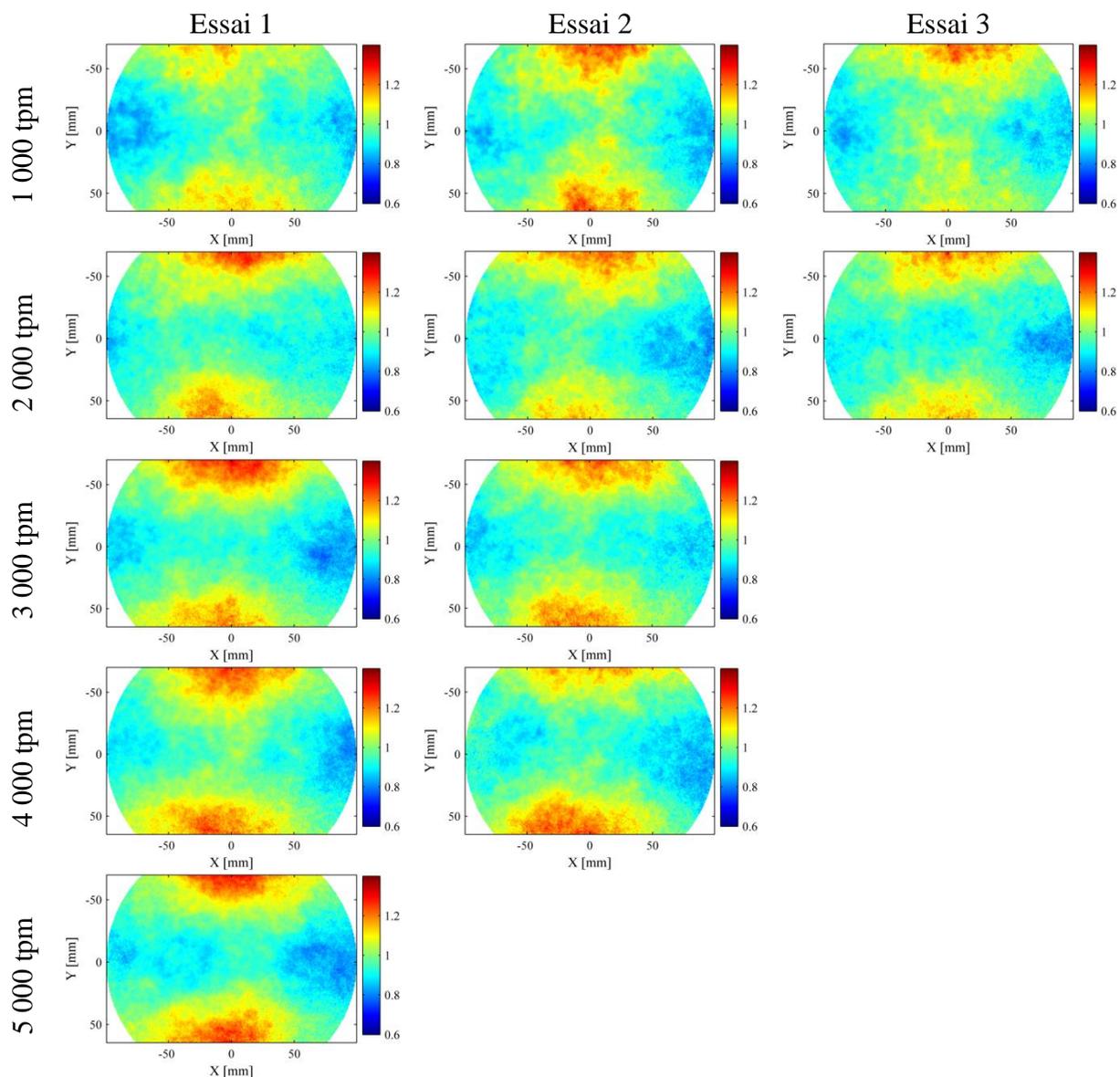


Figure 150 : Cartographie d'isotropie pour les essais de 1 000 à 5 000 tpm. La Cartographie est centrée sur le hublot et sa taille est équivalente à celle du hublot.

## A5. Vitesse spatiale en fonction de l'étirement des flammes turbulentes

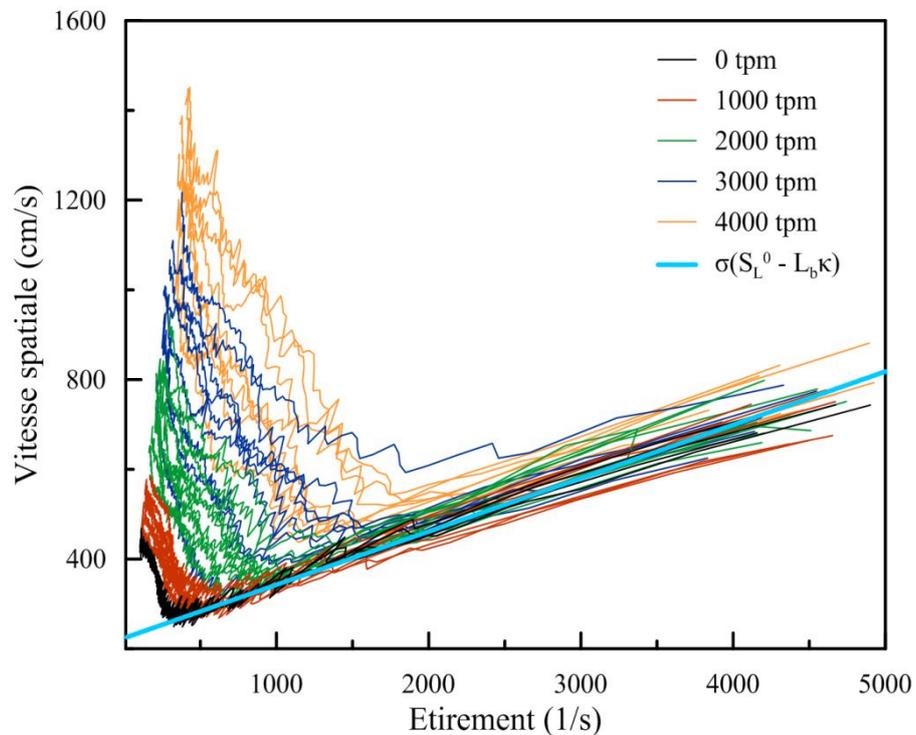


Figure 151 : Evolution de la vitesse spatiale en fonction de l'étirement de la flamme pour des mélanges à 16% d'hydrogène dans l'air à des vitesses de rotation allant de 0 à 4 000 tpm

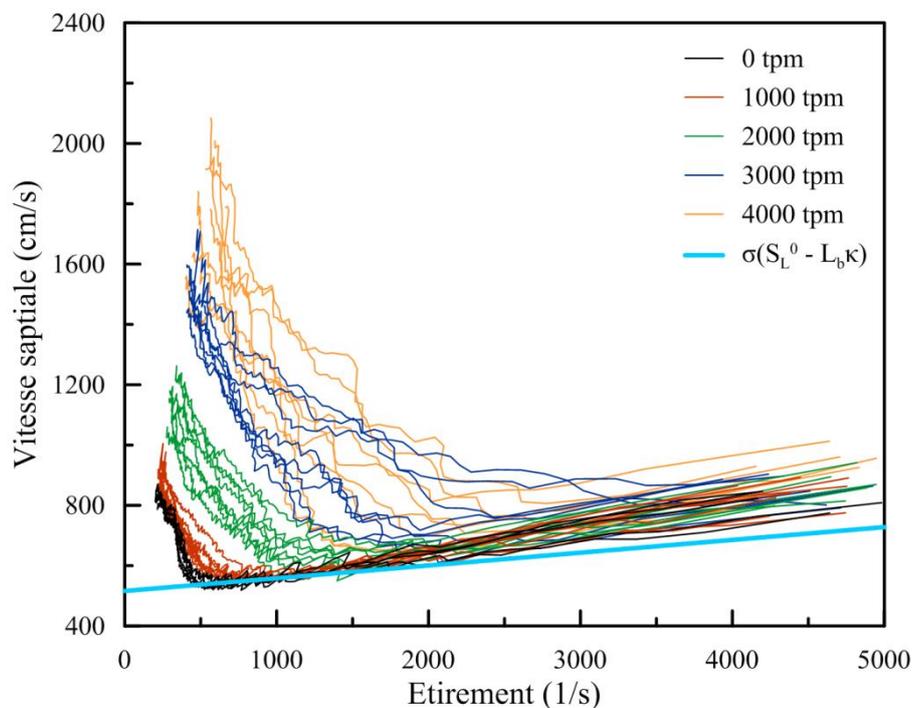


Figure 152 : Evolution de la vitesse spatiale en fonction de l'étirement de la flamme pour des mélanges à 20% d'hydrogène dans l'air à des vitesses de rotation allant de 0 à 4 000 tpm

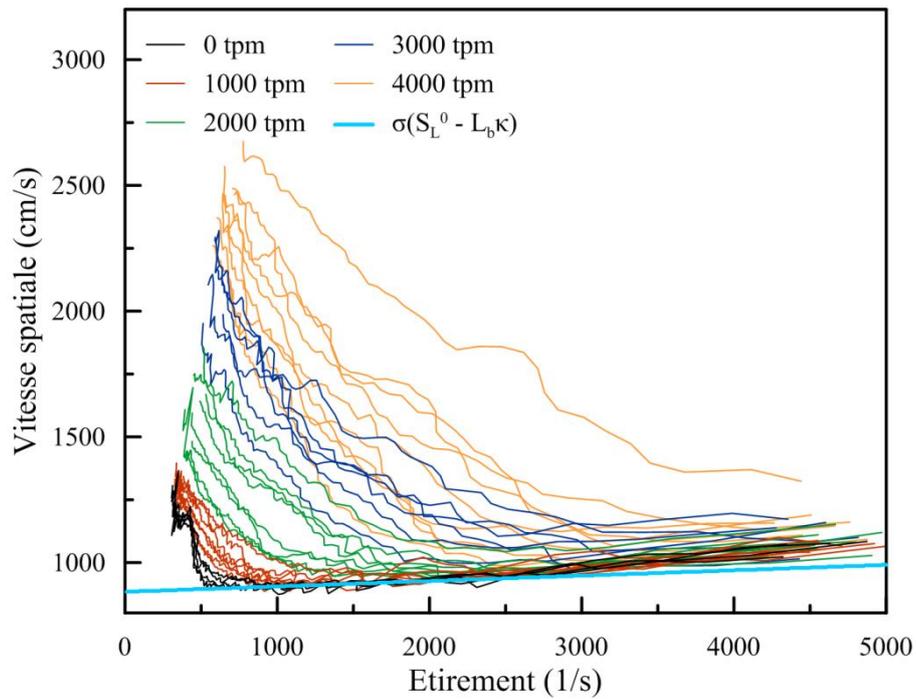


Figure 153 : Evolution de la vitesse spatiale en fonction de l'étirement de la flamme pour des mélanges à 24% d'hydrogène dans l'air à des vitesses de rotation allant de 0 à 4 000 rpm

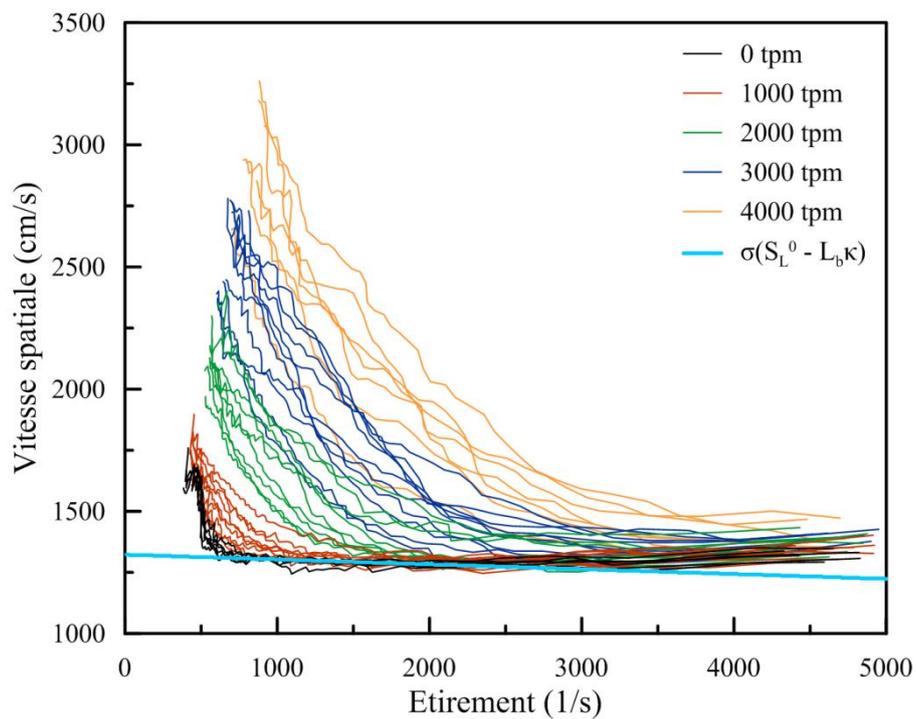


Figure 154 : Evolution de la vitesse spatiale en fonction de l'étirement de la flamme pour des mélanges à 28% d'hydrogène dans l'air à des vitesses de rotation allant de 0 à 4 000 rpm

**Jules GOULIER**

**Comportements aux limites de flammes de prémélange  
hydrogène/air. Étude de la transition flamme laminaire-flamme  
turbulente**

Résumé :

L'évaluation du risque d'explosion d'hydrogène, dans l'enceinte de confinement de réacteurs en situation d'accident grave, ou dans les laboratoires et les usines suite à une fuite d'hydrogène, a fait l'objet de nombreux travaux de recherche, notamment sur les différents phénomènes gouvernant la combustion d'hydrogène. Des limitations sont apparues pour les phases d'accélération et de décélération de flammes ainsi que pour l'évolution temporelle de la pression.

Cette thèse vise ainsi à établir une base de données expérimentales portant (i) sur la phase initiale d'accélération de la flamme, (ii) sur la modification de la vitesse de propagation de la flamme en présence d'une turbulence initiale contrôlée qui est homogène et isotrope. Cette étude a permis de proposer des corrélations capables de prédire la vitesse de propagation de flamme en fonction des paramètres caractérisant d'une part la combustion et d'autre part les caractéristiques de l'écoulement turbulent. L'étude a été effectuée à l'aide d'une nouvelle installation permettant d'obtenir une flamme sphérique de grand diamètre en présence d'une turbulence contrôlée homogène et isotrope.

Mots clés : vitesse de flamme, hydrogène, turbulence homogène isotrope, propagation sphérique

**Limiting behavior of premixed hydrogen/air flames. Study of  
transition from laminar to turbulent flame**

Summary :

Hydrogen risk assessment in PWR nuclear power plants or in laboratories and factories following a hydrogen leak was the subject of many studies, mainly on the various phenomena controlling the hydrogen combustion. Limitations appear in the understanding of acceleration and deceleration of flame to assess the rise of pressure in the building.

The aim of this work is to establish an experimental database (i) on initial acceleration phase and (ii) on the modification of flame propagation speed under a controlled homogenous and isotropic turbulence. A correlation able to predict the flame speed as a function of parameters characteristics of combustion and turbulent flow field has been proposed. For this purpose a new spherical vessel has been built and validated to study flame propagation. In this vessel high radius flame can be observed under a controlled homogenous and isotropic turbulence.

Keywords : flame speed, hydrogen, homogenous and isotropic turbulence, spherical expanding propagation



**Laboratoire ICARE du CNRS d'Orléans**  
1C avenue de la  
Recherche Scientifique  
45071 Orléans cedex 2

