Barrière physique de protection face à une déflagration

Bastien Pellegrinelli

▶ **To cite this version:**

Bastien Pellegrinelli. Barrière physique de protection face à une déflagration. Autre. Université d'Orléans, 2014. Français. NNT : 2014ORLE2052 . tel-01202745

HAL Id: tel-01202745
https://theses.hal.science/tel-01202745

Submitted on 21 Sep 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Centre Val de Loire UNIVERSITÉ

UNIVERSITÉ D'ORLÉANS

UNIVERSITE D'ORLEANS

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

Laboratoire PRISME

THÈSE présentée par :

Bastien Pellegrinelli

soutenue le : **[04 décembre 2014]**

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

Discipline/ Spécialité : Energétique

Barrière physique de protection face à une déflagration

THÈSE dirigée par :

Pr. Isabelle Sochet	Professeur, INSA Centre Val de Loire

RAPPORTEURS :

Pr. Olivier Dufaud	Professeur, Université de Lorraine - ENSIC
Pr. Christophe Proust	Directeur de recherche, INERIS

JURY :

Dr. Michel-Olivier Sturtzer	Chargé de recherche, ISL, Président du jury
Pr. Olivier Dufaud	Professeur, Université de Lorraine - ENSIC
Pr. Christophe Proust	Directeur de recherche, INERIS
Dr. Christian Chauveau	Directeur de recherche, CNRS - ICARE
Dr. Simon Jallais	Directeur de recherche, Air Liquide
Pr. Isabelle Sochet	Professeur, INSA Centre Val de Loire
Dr. Xavier Rocourt	Maître de Conférences, INSA Centre Val de Loire, encadrant

SOMMAIRE

TABLE DES FIGURES **8**

TABLE DES TABLEAUX **16**

REMERCIEMENTS **20**

NOMENCLATURE **21**

INTRODUCTION **24**

CHAPITRE 1. ETAT DE L'ART : VITESSE DE FLAMME DANS LES MELANGES GAZEUX HOMOGENES **28**

1.1. PROPAGATION D'UNE FLAMME EN CHAMP LIBRE **29**

1.1.1 Enoncé théorique 29

1.1.2 Résultats expérimentaux 32

1.1.3 Modélisation 33

1.2. PROPAGATION D'UNE FLAMME EN MILIEU OBSTRUE **37**

1.2.1 Enoncé théorique 37

1.2.2 Résultats expérimentaux 39

1.2.2.1 Structure tubulaire – Propagation 1-D 39

(a) Ciccarelli et al. (1998) 39

(b) Vaagsaether et al. (2007) 40

(c) Grüne et al. (2011) 40

1.2.2.2 Champ libre – Propagation 3-D 41

(a) Mélani (2010) 41

(b) Royle et al. (2007) 42

(c) Grüne et al. (2003) 43

(d) Groethe et al. (2007) 44

1.2.2.3 Synthèse des résultats 45

(a) Structure tubulaire 45

(b) Champ libre 46

1.2.3 Modèles 46

1.2.3.1 Grüne et al. (2003) 46

1.2.3.2 Modèles de Dorofeev 48

(a) Détermination de la vitesse de flamme 48

(b) Calcul des paramètres de l'onde de pression 51

1.3. METHODES PREDICTIVES 54
1.3.1 Méthode Multi-Energie 54
1.3.2 Méthode Baker-Strehlow-Tang (BST) 57
1.4. CONCLUSION DU CHAPITRE 62
CHAPITRE 2. ELABORATION DU DISPOSITIF D'ACCELERATION DE FLAMME 63
2.1. DEMARCHE GENERALE 64
2.2. CONFIGURATION EXPERIMENTALE 64
2.2.1 Support des expérimentations 64
2.2.2 Dispositifs de mesure 65
2.2.2.1 Capteurs de pression 65
2.2.2.2 Caméra haute vitesse 66
2.2.3 Mélange combustible utilisé : 73
2.2.4 Structure 73
2.2.4.1 Cylindre de hauteur 0.2 m 73
2.2.4.2 Cylindre de hauteur 0.1 m 74
2.2.5 Obstruction 75
2.2.6 Réalisation du mélange de gaz homogène 77
2.2.7 Dispositif d'amorçage du mélange combustible 78
2.2.8 Détail des configurations étudiées 79
2.3. RESULTATS EXPERIMENTAUX 80
2.3.1 Configuration sans obstacle 80
2.3.2 Configurations obstruées 83
2.3.2.1 Rayon maximal de flamme 83
2.3.2.2 Vitesse de flamme 85
2.3.2.3 Temps d'arrivée de l'onde de pression 88
2.3.2.4 Surpression maximale 95
2.3.2.5 Impulsion positive 100
2.3.3 Etude de la richesse 104
2.3.3.1 Rayon maximal de flamme 104
2.3.3.2 Vitesse de flamme 106
2.3.3.3 Temps d'arrivée 107
2.3.3.4 Surpression maximale 114
2.3.3.5 Impulsion positive 118

2.4. CONCLUSION DU CHAPITRE 122

CHAPITRE 3. MODELISATION DE LA VITESSE DE FLAMME 124

3.1. MODELE DE DESHAIES (1981) 125

3.1.1 Compléments apportés au modèle 125

3.1.1.1 Rayon maximal de flamme 126

3.1.1.2 Vitesse maximale de flamme 128

3.1.2 Application du modèle aux configurations à géométrie variable 129

3.1.3 Application aux configurations à richesse de mélange variable 131

3.1.4 Conclusion 134

3.2. MODELE DE GRÜNE (2003) 135

3.2.1 Application du modèle à des configurations à volume constant. 135

3.2.2 Influence de l'augmentation du volume de la charge explosive sur l'expression du modèle 140

3.2.3 Influence de la réactivité du mélange sur l'expression du modèle 143

3.2.4 Conclusion 145

3.3. MODELE DE DOROFEEV (2007) 145

3.3.1 Application du modèle aux configurations à géométrie variable 145

3.3.2 Application du modèle aux configurations à réactivité de mélange variable 148

3.3.3 Conclusion 150

3.4. MODELE MULTI-ENERGIE 151

3.4.1 Application du modèle aux configurations à géométrie variable 151

3.4.2 Application du modèle aux configurations à réactivité de mélange variable 154

3.4.3 Comparaison des indices obtenus avec ceux préconisés par la méthode de Kinsella (1993). 159

3.4.4 Conclusion 160

3.5. MODELE BAKER - STREHLOW - TANG 161

3.5.1 Application du modèle aux configurations à géométrie variable 161

3.5.2 Application du modèle aux configurations à richesse de mélange variable 163

3.5.3 Comparaison des vitesses expérimentales avec celles préconisées par Pierorazio et al. (2005) 165

3.5.4 Conclusion 166

3.6. CONCLUSION DU CHAPITRE 167

CHAPITRE 4. EVOLUTION DES PARAMETRES DE L'ONDE DE PRESSION EN FONCTION DES PARAMETRES GEOMETRIQUES D'UNE BARRIERE DE PROTECTION 169

4.1. PRESENTATION DES PARAMETRES GEOMETRIQUES DES BARRIERES CONSIDERES ET DES CARACTERISTIQUES DE L'ONDE DE PRESSION ETUDIEES 170

4.1.1 Définition des barrières physiques de protection 170

4.1.1.1 Le mur droit 171

4.1.1.2 Le mur cylindrique 172

4.1.1.3 Etude paramétrique des murs droits et cylindriques 173

4.1.2 Paramètres de l'onde de pression étudiés 173

4.1.2.1 Temps d'arrivée t_a de l'onde de pression 173

4.1.2.2 La surpression maximale ΔP_{max} de l'onde de pression 174

4.1.2.3 L'impulsion positive I^+ de l'onde de pression 175

4.2. RESULTATS DE LA CAMPAGNE EXPERIMENTALE POUR CHACUN DES PARAMETRES DE L'ONDE ETUDIES 177

4.2.1 Temps d'arrivée de l'onde de pression 177

4.2.1.1 Influence de la position de la barrière 177

(a) Cas d'un mélange hydrogène / air stœchiométrique (ϕ = 1) 177

(b) Cas d'un mélange pauvre hydrogène/air (ϕ = 0.65) 183

4.2.1.2 Influence de la hauteur de la barrière 186

(a) Cas d'un mélange hydrogène / air stœchiométrique (ϕ = 1) 186

(b) Cas d'un mélange pauvre hydrogène/air (ϕ = 0.65) 188

4.2.1.3 Conclusion 190

4.2.2 Surpression maximale de l'onde de pression 191

4.2.2.1 Influence de la position de la barrière 191

(a) Cas d'un mélange hydrogène / air stœchiométrique (ϕ = 1) 191

(b) Cas d'un mélange pauvre hydrogène / air (ϕ = 0.65) 198

4.2.2.2 Influence de la hauteur de la barrière 204

(a) Cas d'un mélange hydrogène / air stœchiométrique (ϕ = 1) 204

(b) Cas d'un mélange pauvre hydrogène / air (ϕ = 0.65) 210

4.2.2.3 Confrontation des résultats d'atténuation aux seuils de surpression réglementaires français. 215

4.2.2.4 Conclusion 220

4.2.3 Impulsion positive de l'onde de pression 221

4.2.3.1 Influence de la position de la barrière 221

(a) Cas d'un mélange hydrogène / air stœchiométrique (ϕ = 1).....221
(b) Cas d'un mélange pauvre hydrogène / air stœchiométrique (ϕ = 0.65).....228
4.2.3.2 Influence de la hauteur de la barrière 233
(a) Cas d'un mélange hydrogène / air stœchiométrique (ϕ = 1).....233
(b) Cas d'un mélange pauvre hydrogène / air (ϕ = 65).....238
4.2.3.3 Conclusion 244
4.3. CONCLUSION DU CHAPITRE : 245
CHAPITRE 5. ETUDE DE L'IMPACT DE L'ECHELLE EXPERIMENTALE SUR L'EFFET PROTECTEUR DE LA BARRIERE DE PROTECTION 247
5.1. DESCRIPTION DES ESSAIS A MOYENNE ECHELLE 248
5.1.1 Présentation du dispositif expérimental 248
5.1.1.1 Armature du dispositif 248
5.1.1.2 Formation du volume de combustible 249
5.1.1.3 Mur de protection :.....250
5.1.1.4 Chaîne de mesure 251
5.1.2 Résultats expérimentaux 252
5.1.2.1 Facteur d'échelle.....252
5.1.2.2 Pression en champ libre 253
5.1.2.3 Pression en avale d'une barrière de protection droite 255
5.1.2.4 Comparaison avec les résultats à petite échelle.....257
5.2. CONCLUSION DU CHAPITRE 258
CONCLUSION ET PERSPECTIVES 260
BIBLIOGRAPHIE..... 264
ANNEXES 268
ANNEXE 1 : FICHES TECHNIQUES DE LA CHAINE DE MESURE 269
ANNEXE 2 : FICHES TECHNIQUES DE L'ALIMENTATION EN GAZ 271
ANNEXE 3 : PROGRAMME DE TRAITEMENT VIDEO.....272
ANNEXE 4 : SIMULATION NUMERIQUE DE LA CONCENTRATION EN HYDROGENE DANS UN VOLUME REPRESENTATIF DU DISPOSITIF D'ACCELERATION DE FLAMME PENDANT SON BALAYAGE 280
ANNEXE 5 : CALCUL DE L'ENERGIE DU NUAGE COMBUSTIBLE CONTENU DANS LE TERME SOURCE 285

Table des figures

Figure 1 : Champ d'écoulement lors d'une déflagration sphérique divergente. 29

Figure 2 : Vitesse fondamentale laminaire d'une flamme hydrogène-air en fonction de la richesse...33

Figure 3 : Gradient de vitesse du front de flamme au voisinage d'obstacles. 38

Figure 4 : Vue latérale du dispositif (a). Vue des obstacles (b), couche de 0.24m de hauteur. 41

Figure 5 : Agencement d'obstruction utilisé par Royle et al. (2007). 43

Figure 6 : Représentation du dispositif expérimental utilisé par Grüne et al. (2003). 44

Figure 7 : Position des obstacles dans les travaux de Groethe et al. (2007). 45

Figure 8 : Surpression maximale en fonction de la distance réduite de l'amorçage pour chacun des niveaux de criticité de la méthode multi-énergie. 55

Figure 9 : Durée de phase positive réduite en fonction de la distance réduite de l'amorçage pour chacun des niveaux de criticité de la méthode multi-énergie. 56

Figure 10 : Surpression positive adimensionnée en fonction de la distance adimensionnée et des vitesses maximales de flamme.....58

Figure 11 : Impulsion positive adimensionnée en fonction de la distance adimensionnée et des vitesses maximales de flamme (source : Tang, 1999). 59

Figure 12 : Temps d'arrivée adimensionné en fonction de la distance adimensionnée et des vitesses maximales de flamme (source : Tang, 1999). 59

Figure 13 : Vitesse de flamme adimensionnée en fonction de la distance adimensionnée et des vitesses maximales de flamme (source : Tang, 1999). 60

Figure 14 : Table d'expérimentations avec représentation du système de coordonnées et des cotes des principaux emplacements de capteur. 65

Figure 15 : Position des points d'amorçage au sol et à mi – hauteur de la structure. Intervalle angulaire γ = 10° pour le calcul du rayon de flamme dans la direction verticale pour un amorçage centré (d_0 = 0.3 m, h_0 = 0.1 m). 68

Figure 16 : Rayon de flamme en fonction du temps dans une structure cylindrique (d_0 = 0.3 m, h_0 = 0.1 m) pour un mélange hydrogène/air stœchiométrique avec amorçage au niveau du sol ou à mi-hauteur (0.05 m).....68

Figure 17 : Position de la flamme en configuration non obstruée pour un amorçage au sol (à gauche) et un amorçage à mi-hauteur (à droite), (t = 3.48 ms). 69

Figure 18 : Position de la flamme en configuration non obstruée, amorçage au sol (t = 7.85 ms). 69

Figure 19 : Directions des mesures de rayons effectuées pour une structure (d_0 = 0.3 m, h_0 = 0.1 m) obstruée (n = 89) avec un amorçage à mi - hauteur. 70

Figure 20 : Rayon de flamme en fonction du temps dans une structure cylindrique (d_0 = 0.3 m, h_0 = 0.1 m) obstruée (n = 89) pour un mélange hydrogène/air stœchiométrique avec amorçage à mi-hauteur. 70

Figure 21 : Position de la flamme en configuration obstruée, amorçage à mi-hauteur (t = 0.94 ms). .71

Figure 22 : Vitesse apparente de flamme en fonction du temps dans une structure cylindrique (d_0 = 0.3 m, h_0 = 0.1 m) obstruée (n = 89) pour un mélange hydrogène/air stœchiométrique avec amorçage à mi-hauteur. 72

Figure 23 : Schéma de la structure cylindrique de hauteur 0.2 m, cotes en mm.....74

Figure 24 : Schéma de la structure cylindrique de hauteur 0.1 m, cotes en mm.....75

Figure 25 : Structure cylindrique obstruée par 57 couches d'obstacles (d_0 = 0.2 m, h_0 = 0.2 m).....76

Figure 26 : Application du film plastique sur les 3 surfaces de la structure cylindrique (S1 : surface inférieure, S2 : Surface latérale et S3 : surface supérieure). 77

Figure 27 : Dispositif d'accélération de flamme (d_0 = 0.3 m, h_0 = 0.1 m, n = 89) recouvert du film plastique confinant le gaz combustible. 78

Figure 28 : Vitesse apparente de flamme expérimentale et théorique pour un mélange hydrogène – air de différentes richesses. 81

Figure 29 : Comparaison de la vitesse expérimentale de flamme et de la nouvelle vitesse théorique calculée avec le rapport d'expansion efficace. 82

Figure 30 : Position de la flamme 1.56 ms après l'amorçage, rayon moyen calculé : 0.248 m 83

Figure 31 : Evolution de la vitesse apparente maximale de flamme en fonction du degré d'obstruction dans les dispositifs de hauteur 0.1 m et 0.2 m. Volume de gaz dans chaque configuration pour une hauteur de dispositif de 0.1 m. 85

Figure 32 : Signal de pression relevé à 0.17 m de l'amorçage et pente de première montée (en rouge) pour 3 obstructions différentes : n = 33, 57 et 89 pour une structure de hauteur h_0 = 0.2 m. 89

Figure 33 : Temps d'arrivée de l'onde de pression à 0.17 m de l'amorçage en fonction du nombre de couches d'obstruction pour toutes les configurations étudiées. 90

Figure 34 : Evolution du temps d'arrivée de l'onde de pression en fonction de la distance à l'amorçage pour différents degrés d'obstruction, n. 90

Figure 35 : Temps d'arrivée modélisé par l'équation (2-14) en fonction du temps d'arrivée expérimental. 92

Figure 36 : Evolution de la vitesse moyenne de l'onde de pression avec le degré d'obstruction.....93

Figure 37 : Vitesse de l'onde de pression en fonction de la distance à l'amorçage pour différents degrés d'obstruction. 94

Figure 38 : Surpression maximale mesurée à 0.17 m de l'amorçage pour toutes les configurations obstruées (1 < n < 89) et pour les deux hauteurs de structure (h_0 = 0.1 m et h_0 = 0.2 m). 95

Figure 39 : Surpression maximale en fonction de la distance à l'amorçage pour plusieurs configurations d'obstruction (h_0 = 0.1 m).....96

Figure 40 : Coefficient pré-exponentiel a de l'équation (2-18) en fonction du nombre de couches d'obstacle.....98

Figure 41 : Surpression maximale modélisée par les équations (2-22) et (2-21) comparée à la surpression maximale expérimentale. 99

Figure 42 : Surpression maximale expérimentale mesurée à R = 0.17 m de l'amorçage et de la vitesse maximale de flamme expérimentale en fonction du nombre de couches d'obstruction. 99

Figure 43 : Impulsion positive en fonction du nombre de couches d'obstacle. 100

Figure 44 : Impulsion positive en fonction de la distance à l'amorçage pour différentes obstructions. 101

Figure 45 : Impulsion positive modélisée par les équations (2-27) et (2-29) en fonction de l'impulsion mesurée expérimentalement. 104

Figure 46 : Rayons de la flamme théoriques (relation 2-30) et expérimentaux en fonction de la richesse. 106

Figure 47 : Vitesse apparente maximale de flamme expérimentale pour une configuration obstruée et vitesse maximale apparente de flamme en champ libre théorique en fonction de la richesse du mélange. 107

Figure 48 : Temps d'arrivée en fonction de la richesse du mélange combustible hydrogène – air et de la distance. 108

Figure 49 : Temps d'arrivée de l'onde de pression en fonction de la distance et de la richesse du mélange. 109

Figure 50 : Temps d'arrivée de l'onde de pression calculé avec la relation (2-33) en fonction des valeurs expérimentales.....111

Figure 51 : Célérité moyenne de l'onde de pression en fonction de la richesse du mélange combustible hydrogène/air. 111

Figure 52 : Evolution de la célérité de l'onde calculée en fonction de la distance et de la richesse du mélange hydrogène/air. 113

Figure 53 : Surpression maximale mesurée en fonction de la richesse du mélange et de la distance entre le point de mesure et l'amorçage. 114

Figure 54 : Surpression maximale en fonction de la distance à l'amorçage et de la richesse du mélange hydrogène – air. 115

Figure 55 : Surpression maximale modélisée avec les équations 2-18 et 2-34 comparée à la surpression maximale expérimentale. 117

Figure 56 : Impulsion positive en fonction de la richesse et de la distance entre le point de mesure et l'amorçage. 118

Figure 57 : Impulsion positive en fonction de la distance de l'amorçage et de la richesse du mélange hydrogène/air. 119

Figure 58 : Impulsion positive modélisée comparée aux valeurs d'impulsion positive expérimentales. 122

Figure 59 : Comparaison des valeurs de vitesse maximale de flamme apparente obtenues avec les trois expressions du modèle de Deshaies (1981) (équations (3-1) (3-2) et (1-19)) avec les valeurs expérimentales.....130

Figure 60 : Vitesse maximale de flamme théorique calculée à partir de la forme dérivée de l'équation (1-18) issue du modèle de Deshaies (1981), moyennée sur tous les capteurs, comparée aux valeurs expérimentales.....132

Figure 61 : Vitesse maximale de flamme théorique calculée à partir de la forme acoustique du modèle de Deshaies (1981) (équation 3-2) moyennée sur tous les capteurs comparée aux valeurs expérimentales.....132

Figure 62 : Vitesse maximale de flamme théorique calculée à partir de la forme incompressible du modèle de Deshaies (1981) (équation 3-1) moyennée sur tous les capteurs comparée aux valeurs expérimentales.....133

Figure 63 : Comparaison des vitesses maximales de flamme obtenues par les trois expressions du modèle Deshaies (1981) avec les valeurs expérimentales. 134

Figure 64 : Évolution de la vitesse maximale expérimentale de flamme en fonction du coefficient d'obstruction X'.....138

Figure 65 : Comparaison des vitesses de flammes expérimentales et théoriques (équations 3-12 et 3-13) (Grüne, 2003). 139

Figure 66 : Vitesses maximales de flamme calculée (équation 3-20) et expérimentale en fonction du nombre de couches d'obstacle pour des structures de hauteur h_0 = 0.1 m.....142

Figure 67 : Vitesses maximales de flamme calculée (équation 3-20) et expérimentale en fonction du nombre de couches d'obstacle pour des structures de hauteur h_0 = 0.2 m.....142

Figure 68 : Vitesses maximales de flamme calculée avec l'équation (3-21) et expérimentale en fonction de la richesse du mélange combustible.....144

Figure 69 : Vitesse maximale de flamme calculée avec le modèle de Dorofeev (2007) pour deux valeurs de coefficient α_d en fonction du nombre de couches d'obstacles pour des structures de hauteur h_0 = 0.1 m.....147

Figure 70 : Vitesse maximale de flamme calculée avec le modèle de Dorofeev (2007) pour deux valeurs de coefficient α_d en fonction du nombre de couches d'obstacles pour des structures de hauteur h_0 = 0.2 m.....147

Figure 71 : Vitesse maximale de flamme calculée avec le modèle de Dorofeev (2007) (α_d = 0.15) et vitesse maximale de flamme expérimentale en fonction de la richesse du mélange.....149

Figure 72 : Abaques de la méthode multi – énergie et surpression maximale réduite mesurée en fonction de la distance réduite pour des configurations à géométrie variable.....151

Figure 73 : Abaques de la méthode multi – énergie et durée de phase positive réduite mesurée en fonction de la distance réduite pour des configurations à géométrie variable.....153

Figure 74 : Surpression maximale réduite en fonction de la distance réduite (marqueurs : résultats expérimentaux ; lignes : abaques multi – énergie). ϕ = [0.5 ; 1.1] (a) ; ϕ = [1.2 ; 2.5] (b).....155

Figure 75 : Temps de phase positive réduit en fonction de la distance réduite (marqueurs : résultats expérimentaux ; lignes : abaques multi – énergie). ϕ = [0.5 ; 1.1] (a) et ϕ = [1.2 ; 2.5] (b).....158

Figure 76 : Méthode BST - surpression maximale réduite en fonction de la distance réduite pour des configurations à géométrie variable (d_0, n). 162

Figure 77 : Méthode BST - Surpression maximale réduite en fonction de la distance réduite – Effet de la richesse du mélange hydrogène/air : ϕ = [0.5 ; 1.1] (a) et ϕ = [1.2 ; 2.5] (b).....164

Figure 78 : Mur droit (a) et mur cylindrique (b), de hauteur h, placés à une distance d de l'amorçage. Pour ces deux configurations : $h/h_0 = 1$ et $d/r_0 = 2$. 170

Figure 79 : Vue de l'arrière d'un mur droit ($h/h_0 = 1$ et d = 0.3 m) et détail de la solution technique de la mise et du maintien en position du mur sur le banc expérimental.....171

Figure 80 : Vue de dos des murs de hauteur 0.2 m (a) et 0.3 m (b) avec les dispositifs de renfort et de soutien. 172

Figure 81 : Supressions relevées à 0.22 m de l'amorçage pour un dispositif obstrué par 89 couches d'obstacles et deux richesses de mélange hydrogène – air. 177

Figure 82 : Représentation des deux chemins de propagations considérés. (1) : parcours direct, (2) : parcours de contournement. 178

Figure 83 : Temps d'arrivée réduit en fonction des deux parcours d'onde réduits. 178

Figure 84 : Mur droit - temps d'arrivée réduit en fonction de la distance réduite et des distances à l'amorçage. 179

Figure 85 : Mur cylindrique - temps d'arrivée réduit en fonction de la distance réduite et de la position du mur. 182

Figure 86 : Mur droit - temps d'arrivée réduit en fonction des deux parcours d'onde réduits. 183

Figure 87 : Mur droit - temps d'arrivée réduit en fonction de la distance réduite et de la position du mur. 184

Figure 88 : Mur cylindrique - temps d'arrivée réduit en fonction de la distance réduite et de la position du mur. 185

Figure 89 : Mur droit - temps d'arrivée normalisé en fonction de la distance normalisée et de la hauteur de la barrière.....187

Figure 90 : Temps d'arrivée réduit modélisé par les équations (4-21) et (4-19) comparé au temps d'arrivée réduit expérimental. 190

Figure 91 : Surpression maximale normalisée en fonction de la distance réduite en champ libre et en présence d'un mur droit. 192

Figure 92 : Mur droit - surpression maximale normalisée en fonction de la distance réduite de l'amorçage. 192

Figure 93 : Mur droit - atténuation de la surpression en fonction de la distance réduite de l'amorçage. 194

Figure 94 : Mur cylindrique - surpression maximale normalisée en fonction de la distance réduite. 195

Figure 95 : Interaction d'une flamme hydrogène/air (ϕ = 1) avec un mur droit (h/h_0 = 2, d/r_0 = 1.05). Image source (à gauche) et retouchée avec un filtre Laplacien (à droite). 195

Figure 96 : Interaction d'une flamme hydrogène/air (ϕ = 1) avec un mur cylindrique (h/h_0 = 2, d/r_0 = 1.05). Image source (à gauche) et retouchée avec un filtre Laplacien (à droite). 196

Figure 97 : Mur cylindrique - atténuation de la surpression en fonction de la distance réduite. 197

Figure 98 : Mur droit - surpression maximale normalisée en fonction de la distance réduite. 199

Figure 99 : Mur droit - atténuation de la surpression en fonction de la distance réduite.....200

Figure 100 : Mur cylindrique - surpression maximale normalisée en fonction de la distance réduite. 202

Figure 101 : Mur cylindrique - atténuation de la surpression en fonction de la distance réduite de l'amorçage. 203

Figure 102 : Mur droit - surpression maximale en fonction de la distance réduite. 205

Figure 103 : Interaction d'une flamme hydrogène/air (ϕ = 1) avec un mur droit (h/h_0 = 1, d/r_0 = 1.05). Image source (à gauche) et retouchée avec un filtre Laplacien (à droite). 205

Figure 104 : Mur droit - atténuation de la surpression en fonction de la distance réduite.....206

Figure 105 : Mur cylindrique - surpression maximale réduite en fonction de la distance réduite. 207

Figure 106 : Interaction d'une flamme hydrogène/air (ϕ = 1) avec un mur cylindrique (h/h_0 = 1, d/r_0 = 1.05). Image source (à gauche) et retouchée avec un filtre Laplacien (à droite). 208

Figure 107 : Interaction d'une flamme hydrogène/air (ϕ = 1) avec un mur cylindrique (h/h_0 = 1, d/r_0 = 1.5). Image source (à gauche) et retouchée avec un filtre Laplacien (à droite). 208

Figure 108 : Mur cylindrique - atténuation de la surpression en fonction de la distance réduite. 209

Figure 109 : Mur droit - surpression maximale en fonction de la distance réduite. 210

Figure 110 : Mur cylindrique - atténuation de la surpression en fonction de la distance réduite de l'amorçage. 211

Figure 111 : Mur cylindrique - surpression maximale réduite en fonction de la distance réduite. 212

Figure 112 : Interaction d'une flamme hydrogène/air (ϕ = 0.65) avec un mur cylindrique (h/h_0 = 1, d/r_0 = 1.05). Image source (à gauche) et retouchée avec un filtre Laplacien (à droite). 213

Figure 113 : Mur cylindrique - atténuation de la surpression en fonction de la distance réduite. 213

Figure 114 : Comparaison entre le coefficient d'atténuation moyen obtenu avec un mur droit de hauteur h/h_0 = 1 avec un mélange hydrogène/air stœchiométrique et le coefficient d'atténuation nécessaire pour limiter la pression au seuil de 200 mbar à partir de la même pression incidente. 216

Figure 115 : Comparaison entre les coefficients d'atténuation moyens expérimentaux obtenus avec un mur droit et le coefficient d'atténuation nécessaire pour limiter la pression aux seuils réglementaires de 50 mbar, 140 mbar et 200 mbar. 217

Figure 116 : Comparaison entre les coefficients d'atténuation moyens expérimentaux obtenus avec un mur droit et le coefficient d'atténuation nécessaire pour limiter la pression aux seuils réglementaires. 219

Figure 117 : Mur droit - impulsion positive en aval du mur réduite en fonction de la distance réduite. 222

Figure 118 : Mur droit - atténuation de l'impulsion positive en fonction de la distance. 224

Figure 119 : Mur cylindrique - impulsion positive réduite en fonction de la distance réduite ($\phi = 1$). 225

Figure 120 : Mur cylindrique - atténuation de l'impulsion positive en fonction de la distance réduite. 226

Figure 121 : Mur droit - impulsion positive réduite en fonction de la distance réduite. 228

Figure 122 : Mur droit - atténuation de l'impulsion positive en fonction de la distance réduite. 229

Figure 123 : Mur cylindrique - impulsion positive réduite en fonction de la distance réduite. 230

Figure 124 : Mur cylindrique - atténuation de l'impulsion positive en fonction de la distance réduite ($\phi = 0.65$). 231

Figure 125 : Mur droit - impulsion positive réduite en fonction de la distance réduite. 233

Figure 126 : Mur droit - atténuation de l'impulsion positive en fonction de la distance réduite. 235

Figure 127 : Mur cylindrique - impulsion positive réduite en fonction de la distance réduite. 236

Figure 128 : Mur cylindrique - atténuation de l'impulsion positive en fonction de la distance réduite. 237

Figure 129 : Impulsion positive réduite en fonction de la distance réduite. 239

Figure 130 : Mur droit - atténuation de l'impulsion positive en fonction de la distance réduite. 240

Figure 131 : Impulsion positive réduite en fonction de la distance réduite. 241

Figure 132 : Mur cylindrique - atténuation de l'impulsion positive en fonction de la distance. 242

Figure 133 : Armature du dispositif expérimental utilisé à moyenne échelle (source INERIS, rapport d'étude, 2014) 249

Figure 134 : Représentation d'une buse d'éjection avec ses 4 parties distinctes : 1 : entrée primaire, 2 : entrée secondaire, 3 : extérieur du tube divergent et 4 : sortie de buse. (Source : INERIS, rapport d'étude, 2014) 250

Figure 135 : Mur de protection vu de face comportant 5 capteurs de pressions numérotés. 251

Figure 136 : Mur de protection positionné à 10 m du centre de la structure hémisphérique. 251

Figure 137 : Position des capteurs de pression par rapport au mur de protection. 252

Figure 138 : Comparaison de la surpression maximale obtenue en champ libre à moyenne échelle et à petite échelle. 254

Figure 139 : Surpressions maximales mesurées à moyenne échelle et à petite échelle en fonction de la distance du point de mesure, effective pour la moyenne échelle ou équivalente selon la loi de similitude d'Hopkinson pour la petite échelle. 255

Figure 140 : Evolution du coefficient d'atténuation de la surpression maximale en aval de la barrière dans la configuration à moyenne échelle. 256

Figure 141 : Coefficients d'atténuation de pression à moyenne échelle comparés aux valeurs moyennes, minimales et maximales modélisées à petite échelle. 257

Figure 142 : Diagramme entrée sortie du programme de traitement vidéo. 272

Figure 143 : Architecture fonctionnelle du programme de traitement vidéo. « c » est la variable associée à la validation du chemin emprunté. 274

Figure 144 : Points du front de flamme identifiés par le programme suivant, de gauche à droite dans les images, le 1er, le 2ème et le 3ème algorithme. La configuration représentée ici est celle de Mélani (2010) pour un mélange hydrogène/air stœchiométrique. 277

Figure 145 : Repères utilisés dans la définition des coordonnées. 278

Figure 146 : Maillage de la structure modélisée sur Fluent (h_0 = 0.1 m, d_0 = 0.3 m). 280

Figure 147 : Répartition de la concentration en hydrogène dans un dispositif de diamètre d_0 = 0.3 m et de hauteur h_0 = 0.1 m après 120 s d'injection d'un mélange hydrogène/air (30 $\%_{mol}$ H_2) à une vitesse de 1.24 m.s^{-1}. 281

Figure 148 : Répartition de la concentration en hydrogène dans un dispositif de diamètre d_0 = 0.3 m et de hauteur h_0 = 0.1 m après 240 s d'injection d'un mélange hydrogène/air (30 $\%_{mol}$ H_2) à une vitesse de 1.24 m.s^{-1}. 282

Figure 149 : Répartition de la concentration en hydrogène dans un dispositif de diamètre d_0 = 0.3 m et de hauteur h_0 = 0.1 m après 780 s d'injection d'un mélange hydrogène/air (30 $\%_{mol}$ H_2) à une vitesse de 1.24 m.s^{-1}. 283

Figure 150 : Concentration en hydrogène dans un dispositif de hauteur d_0 = 0.3 m et de hauteur h_0 = 0.1 m après injection d'un mélange hydrogène/air (30 $\%_{mol}$ H_2) à une vitesse de 1.24 m.s^{-1}. 284

Table des tableaux

Tableau 1 : Détails des configurations et des résultats pour les essais en confinement tubulaire. 45

Tableau 2 : Détails des configurations et des résultats pour les essais en champ libre. 46

Tableau 3 : Méthode de Kinsella (1993) pour le choix de l'indice de criticité pour la méthode multi-énergie. 56

Tableau 4 : Influence du confinement et de la réactivité du gaz sur la vitesse de flamme exprimée en nombre de Mach (Pierorazio et al., 2005) 61

Tableau 5 : Configurations étudiées définies par le nombre de couches d'obstacle (n), le diamètre du dispositif (d_0) et sa hauteur (h_0). 79

Tableau 6 : Données relatives à un mélange hydrogène-air pour différentes richesses (source : Morley, 2005) 81

Tableau 7 : Rayons maximaux de flamme théoriques et expérimentaux pour différents volumes de gaz hydrogène-air (ϕ = 1) et différentes obstructions. 84

Tableau 8 : Principales caractéristiques des configurations à géométrie variable étudiées et résultats expérimentaux de vitesse maximale de flamme et de rayon maximal de flamme, comparés aux valeurs théoriques (équation 2-6). 87

Tableau 9 : Coefficients des relations linéaires décrivant l'évolution du temps d'arrivée de l'onde de pression en fonction de la distance de l'amorçage pour différentes obstructions. 91

Tableau 10 : Coefficients des relations linéaires décrivant l'évolution de la surpression maximale en fonction de la distance de l'amorçage pour différentes obstructions. 97

Tableau 11 : Coefficients relatifs aux lois de modélisation décrivant l'évolution de l'impulsion positive en fonction de la distance de l'amorçage pour différentes obstructions dans un cylindre de hauteur h_0 = 0.1 m. 102

Tableau 12 : Rayons maximaux de flamme théoriques et expérimentaux à différentes richesses pour le volume du dispositif d'accélération de flamme (d_0 = 0.3 m, h_0 = 0.1 m, V = 7.1 L, n = 89) 105

Tableau 13 : Coefficients des relations linéaires décrivant l'évolution du temps d'arrivée de l'onde de pression en fonction de la distance de l'amorçage pour l'ensemble des richesses de mélange hydrogène – air étudiées. 110

Tableau 14 : Coefficients des modélisations de la surpression maximale en fonction de la distance de l'amorçage pour l'ensemble des richesses de mélange hydrogène – air. 116

Tableau 15 : Coefficients des modélisations de l'évolution de l'impulsion positive en fonction de la distance de l'amorçage pour l'ensemble des richesses de mélange hydrogène/air. 120

Tableau 16 : Rayon maximal de flamme expérimental pour différents volumes de gaz hydrogène-air (ϕ = 1) et différentes obstructions 126

Tableau 17 : Rayon maximal de flamme expérimental à différentes richesses pour le volume du dispositif d'accélération de flamme. 127

Tableau 18 : k·k' calculés à partir la formule de Grüne et al. (2003) pour le mélange stœchiométrique hydrogène/air. 136

Tableau 19 : Caractéristiques des configurations d'obstruction 25 < n < 89 pour les deux hauteurs de dispositifs. 140

Tableau 20 : Caractéristiques géométriques des configurations à géométrie variable étudiées. 146

Tableau 21 : Rapport d'expansion, vitesse laminaire de flamme, viscosité cinématique et épaisseur de flamme associées à des mélanges hydrogène/air de différentes richesses. 149

Tableau 22 : Indices de référence de la méthode multi – énergie correspondant à la surpression maximale et associés à chacune des configurations expérimentales à géométrie variable. 152

Tableau 23 : Indices de référence de la méthode multi - énergie correspondant au temps de phase positive et associés à chacune des configurations expérimentales à géométrie. 153

Tableau 24 : Indices de référence de la méthode multi – énergie pour la surpression en fonction de la richesse du mélange hydrogène/air. 156

Tableau 25 : Indices de référence de la méthode multi – énergie associés pour le temps de phase positive en fonction de la richesse du mélange hydrogène/air. 157

Tableau 26 : Méthode de Kinsella (1993) pour le choix de l'indice de criticité pour la méthode multi-énergie. 159

Tableau 27 : Valeurs de la vitesse de flamme associées aux courbes d'abaques BST encadrant les résultats expérimentaux de surpression maximale réduite pour l'ensemble des configurations expérimentales. 161

Tableau 28 : Valeurs de la vitesse de flamme associées aux courbes d'abaques BST (Tang, 1999) encadrant les résultats expérimentaux de surpression maximale réduite. 163

Tableau 29 : Matrice de prédiction de la vitesse de flamme (Pirorazio et al., 2005). 165

Tableau 30 : Classement des mélanges hydrogène – air de différentes richesses ($0.5 < \phi < 2.5$) utilisés dans un dispositif d'accélération de flamme (n, d_0, h_0) = (89, 0.3 m, 0.1 m) selon les critères de Pierorazio et al. (2005) 166

Tableau 31 : Positions des murs étudiés caractérisées par la distance d entre le mur et les électrodes. 170

Tableau 32 : Modélisations du temps d'arrivée réduit en fonction de la distance réduite à l'amorçage. 186

Tableau 33 : Coefficients a_t et b_t et vitesse d'onde moyenne c_m pour les configurations champ libre, mur droit et mur cylindrique. 188

Tableau 34 : Coefficients a_t et b_t et vitesse d'onde moyenne c_m pour les configurations champ libre, mur droit et mur cylindrique. 188

Tableau 35 : Coefficients a_t et b_t et célérité moyenne d'onde pour toutes les positions de barrière. 189

Tableau 36 : Coefficient d'atténuation de pression pour les deux formes de mur pour un mélange hydrogène/air de richesse $\phi = 0.65$ et une hauteur de barrière $h/h_0 = 2$ 198

Tableau 37 : Coefficient d'atténuation de pression pour les deux richesses de mélange hydrogène/air dans le cas d'un mur droit de hauteur $h/h_0 = 2$. 201

Tableau 38 : Coefficients d'atténuation de pression pour un mur droit placé à $d/r_0 = 1.5$ de l'amorçage. Mélange hydrogène/air stœchiométrique. 207

Tableau 39 : Coefficient d'atténuation pour les deux formes et les trois hauteurs de mur pour un mélange stœchiométrique et une position de barrière de $d/r_0 = 1.5$. 210

Tableau 40 : Coefficients d'atténuation obtenus avec un mur droit pour les trois hauteurs de mur et pour les deux richesses de mélange. 211

Tableau 41 : Coefficients d'atténuation obtenus pour un mélange de richesse 0.65 toutes formes et hauteurs de mur considérées. 214

Tableau 42 : Equations d'évolution de la surpression maximale réduite en fonction de la distance réduite en aval d'un mur. 214

Tableau 43 : Equations d'évolution du coefficient d'atténuation de pression en fonction de la distance réduite en aval d'un mur. 215

Tableau 44 : Emplacement des zones de danger et des zones protégées pour 3 seuils de surpression (50 mbar, 140 mbar et 200 mbar) contre une onde incidente générée par un mélange hydrogène/air stœchiométrique dans le dispositif d'accélération de flamme (n = 89) en champ libre et pour 3 hauteurs de mur, $R = [0.38 ; 2.43]$. 218

Tableau 45 : Emplacement des zones de danger et des zones protégées pour 3 seuils de surpression (50 mbar, 140 mbar et 200 mbar) contre une onde incidente générée par un mélange hydrogène/air de richesse 0.65 dans le dispositif d'accélération de flamme (n = 89) en champ libre et pour 3 hauteurs de mur. 220

Tableau 46 : Coefficient d'atténuation pour les deux formes de mur placés à $d/r_0 = 1.5$ de l'amorçage pour un mélange stœchiométrique et une hauteur de barrière $h/h_0 = 2$. 227

Tableau 47 : Coefficient d'atténuation pour les deux formes de mur pour un mélange pauvre de richesse $\phi = 0.65$ et une hauteur de barrière $h/h_0 = 2$. 232

Tableau 48 : Coefficients d'atténuation obtenus pour un mélange de richesse 1, pour un mur droit ($d/r_0 = 1.5$). 238

Tableau 49 : Coefficients d'atténuation moyens obtenus pour un mélange de richesse 0.65 toutes formes et hauteurs de mur considérés. 243

Tableau 50 : Equations d'évolution de la surpression maximale réduite en fonction de la distance réduite en aval d'un mur. 244

Tableau 51 : Equations d'évolution du coefficient d'atténuation de pression en fonction de la distance réduite en aval d'un mur. 244

Tableau 52 : Positions des capteurs, d, relativement au rayon de la charge hémisphérique r_0. 252

Tableau 53 : Coefficients de Hopkinson (1915) entre la configuration à moyenne échelle et deux configurations à petite échelle d'obstruction différente. 253

Tableau 54 : Surpressions maximales en champ libre pour chaque capteur et distances réduites associées 253

Tableau 55 : Moyenne échelle - surpressions maximales réfléchies sur le mur. 255

Tableau 56 : Moyenne échelle - surpressions maximales incidentes et coefficient d'atténuation A_p en aval du mur. 256

Tableau 57 : Rappel de certains paramètres expérimentaux des essais à moyenne échelle 257

Tableau 58 : Comparaison des coefficients d'atténuation de pression obtenus à moyenne échelles et modélisés à petite échelle par l'équation 258

Tableau 59 : Coefficients stœchiométriques relatifs à l'équation 0-2 et énergie du nuage calculée pour toutes les richesses considérées. 286

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Madame le Professeur Isabelle Sochet pour m'avoir accueilli au sein de son équipe et de m'avoir donné l'opportunité de réaliser cette thèse au sein du laboratoire PRISME. Je lui suis infiniment reconnaissant pour sa disponibilité, sa pédagogie

Mes remerciements vont ensuite à Monsieur Xavier Rocourt, Enseignant chercheur à l'INSA Centre Val de Loire, pour avoir encadré cette thèse. Son aide technique, ses conseils et son épaulement m'ont permis d'avancer et mener la tâche qui se présentait à moi.

J'adresse mes remerciements aux Professeurs Christophe Proust et Olivier Dufaud à la fois pour avoir accepté d'être rapporteurs de ma thèse et pour avoir consacré du temps à l'examen de mon travail. Je remercie de même tous les membres du jury ainsi que son président, le docteur Michel-Olivier Sturtzer.

Je remercie Manu, Alexandre et Ludovic pour leur soutien technique et leurs bons conseils qui m'ont sorti du mauvais pas plus d'une fois.

Il me tient à cœur de remercier mes compagnons de route : Samer (cousin), Pierre-Emmanuel, Sebastien, Baptiste, Annalisa, Miriam, Xavier, Ludovic, Sara, Adrien et ceux que j'aurai oubliés.

Je finirai par saluer ma famille, mes parents tout d'abord, puis ma sœur pour leur accompagnement tout au long de ces trois années.

Nomenclature

Notation	Définition	Unité
a_d	Coefficient relatif au modèle de Dorofeev	-
A_f	Surface réelle de flamme	m²
A_I	Coefficient d'atténuation de l'impulsion positive	-
A_P	Coefficient d'atténuation de la surpression maximale	-
A_r	Surface d'une flamme sphérique	m²
a_t	Coefficient directeur de la droite décrivant l'évolution de $\overline{t_a}$ en fonction de $\overline{R_c}$	-
ABR	Rapport de blocage surfacique.	%
b_d	Coefficient relatif au modèle de Deshaies	-
c	Célérité de l'onde de pression	$m.s^{-1}$
c_0	Célérité du son dans l'air	$m.s^{-1}$
c_m	Célérité moyenne de l'onde de pression	$m.s^{-1}$
c_{tm}	Capacité thermique massique	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
d	Distance entre le centre d'amorçage et le mur de protection	m
d_0	Diamètre du volume de gaz cylindrique	m
d_e	Diamètre extérieur	m
d_i	Diamètre intérieur	m
E	Energie dégagée par la combustion d'un volume de gaz	J
E_e	Energie délivrée entre les électrodes	J
h	Hauteur de la barrière de protection	m
H_0	Hauteur d'un cylindre dont le rayon serait identique à une sphère de même volume	m
h_0	Hauteur du volume de gaz cylindrique	m
h_c	Hauteur à laquelle est placé le capteur de pression	m
I	Intensité électrique	A
I^+	Impulsion positive du signal de pression	Pa.s
k	Constante utilisée dans le modèle de Grüne	-
k'	Coefficient de proportionnalité reliant S_T et S_L sous certaines conditions	-
k_H	Facteur d'échelle de la loi de Hopkinson	-
L_T	Echelle spatiale de la turbulence	m
M_f	Nombre de Mach pour une vitesse relative à un observateur fixe	-
n	Nombre de couches d'obstacles contenues dans le volume de combustible	-
n_b	Nombre de moles de gaz brûlé	mol
n_f	Nombre de moles de gaz frais	mol
P	Pression	bar
p	Polynôme	-
P_0	Pression atmosphérique	bar
P_b	Pression des gaz brûlés	bar
PCI	Pouvoir calorifique inférieur	$J.kg^{-1}$
r	Variable géométrique en symétrie sphérique	m
r_0	Rayon du volume initial de gaz combustible	m
R	Distance centre d'amorçage/point de mesure	m
R_0	Rayon d'une sphère équivalente, de même volume qu'un cylindre donné	m

R_c	Distance centre d'amorçage/point de mesure avec contournement d'un obstacle	m
R_f	Rayon de flamme	m
R_{fmax}	Rayon maximal de flamme	m
R_S	Rayon de l'onde de tête	m
S	Vitesse de flamme	$m.s^{-1}$
S_L	Vitesse laminaire de flamme	$m.s^{-1}$
S_T	Vitesse turbulente de flamme	$m.s^{-1}$
t	Variable temporelle	s
T	Période d'échantillonnage des signaux de pression	s
T_0	Température ambiante	K
T_b	Température des gaz brûlés	K
t_a	Temps d'arrivée de l'onde de pression	s
t^+	Durée de phase positive du signal de pression	s
t_{pmax}	Temps auquel la surpression mesurée est maximale	s
u	Vitesse d'un piston sphérique équivalent pour une déflagration	$m.s^{-1}$
U	Tension électrique	V
V	Volume de gaz combustible	m^3
V_f	Vitesse apparente de flamme	$m.s^{-1}$
V_{fmax}	Vitesse apparente maximale de flamme	$m.s^{-1}$
V_M	Volume molaire	$L.mol^{-1}$
V_{ob}	Volume occupé par les obstacles	m^3
VBR	Rapport de blocage volumique	%
x	Distance entre chaque obstacle dans un champ d'obstruction homogène	m
X'	Coefficient d'obstruction utilisé dans le modèle de Grüne	-
y	Taille caractéristique des obstacles	m

Lettres grecques :

Notation	Définition	Unité
$\alpha = \rho_b / \rho_f$	Rapport de la masse volumique des gaz brûlés sur celle des gaz frais	-
α_d	Coefficient relatif au modèle de Dorofeev	-
χ	Diffusivité thermique	$m^2.s^{-1}$
δ	Epaisseur de flamme	m
δ_m	Moitié de la taille de la maille d'une grille d'obstacle.	m
Δ	Pitch, distance entre deux couches consécutives d'obstacles	m
$\Delta P = P-P_0$	Variation de la pression en amont de la zone de combustion	bar
ΔP_{max}	Surpression maximale	bar
$\Delta_r H$	Enthalpie de réaction	J
Δt	Intervalle de temps	s
γ	Intervalle angulaire pour le calcul du rayon de flamme à partir des données vidéo	°
λ	Conductivité thermique	$W.m^{-1}.K^{-1}$
ϕ	Richesse du mélange combustible	-

ν	Viscosité cinématique	$m^2.s^{-1}$
ρ	Masse volumique d'un mélange	$kg.m^{-3}$
ρ_0	Masse volumique du milieu ambiant	$kg.m^{-3}$
ρ_b	Masse volumique des gaz brûlés	$kg.m^{-3}$
ρ_f	Masse volumique des gaz frais	$kg.m^{-3}$
$\sigma = \rho_f / \rho_b$	Rapport de la masse volumique des gaz frais sur celle des gaz brûlés	-
σ_{eff}	Rapport d'expansion efficace	-
$\tau = t - r/c_0$	Variable temporelle	s

Introduction

L'activité industrielle, en particulier dans les secteurs de la chimie et de l'énergie, s'accompagne de risques non négligeables sur les personnes et les biens. Les accidents rappellent durement cette réalité par le coût humain et matériel qu'ils engendrent. Parmi les exemples les plus marquant, il est possible de citer les accidents de :

- Flixborough (1974) : Le 1er juin 1974 une fuite accidentelle de cyclohexane engendra la formation d'un nuage gazeux qui explosa, provoquant la mort de 28 personnes et de lourds dommages matériels. La quasi-totalité du site industriel de 24 ha fut détruit et l'incidence sur les bâtiments avoisinants a été significative (HSE Report, 1975).
  La quantité de cyclohexane impliquée dans l'accident diffère selon les études. Sadee (1976) postulent qu'un mélange de 400 000 m^3 contenant 2 $\%_{vol}$ de cyclohexane a été mis en jeu, soit 30 tonnes de combustible. Gugan (1979) avance quant à lui une quantité de 36 tonnes de cyclohexane. Les photographies du site industriel (HSE Report, 1975) témoignent d'une congestion moyenne et de l'absence de confinement sur les lieux.

- Pasadena (1989) : Le 23 octobre 1989, 23 personnes furent tuées et 130 blessées par un accident survenu sur le site de Phillips 66 (US Department of Labor, 1990). L'explosion engendra d'importants dégâts matériels sur le site. La fuite de matière combustible se produisit lors d'opérations de maintenance sur un réacteur de polyéthylène du site. La fuite eut lieu via une canalisation de 0.23 m de diamètre et engendra la formation d'un nuage de 34 tonnes composé d'un mélange d'isobutane à 95 $\%_{vol}$, d'éthylène, d'hexane et d'hydrogène. La zone recouverte par le nuage (réacteur 1-6) présente une congestion de l'ordre de 20 %.

- Texas City (2005) : Le 23 mars 2005, une explosion survenue à la centrale BP de Texas city engendra la mort de 15 personnes, fit 180 blessés et engendra de lourds dégâts matériels (CSB, 2007). L'accident se produisit durant la remise en marche de l'unité d'isomérisation, arrêtée et purgée un mois plus tôt. Pendant le démarrage, la tour de raffinage de l'unité a été trop remplie à cause d'une erreur de lecture du transmetteur de niveau. Les dispositifs de décompression se déclenchèrent mais furent dépassés en capacité. S'en suivie une fuite de liquide inflammable principalement composé d'hexane. Au total, plus de 18 tonnes de mélange s'épanchèrent dont 25 % s'évaporèrent pour former un nuage inflammable. Les images du site (CSB, 2007) font état d'une congestion élevée et d'aucun confinement présent autour du nuage.

- Buncefield (2005) : Le 11 décembre 2005 une explosion se produisit au dépôt de carburant situé à Buncefield (Grande Bretagne) ne générant aucune victime mais 43 blessés et d'importants dégâts matériels sur le site et dans le voisinage (Buncefield MIIB, 2008). Le remplissage au-delà des capacités d'un réservoir a causé l'épanchement de 300 tonnes d'essence sans plomb. Environ 30 tonnes s'évaporèrent pour former le nuage combustible (HSE, 2008 ; Buncefield MIIB, 2008). La structure du site fait qu'aucune congestion ou confinement n'est apporté par la configuration même des structures. Par contre le rôle de la

végétation dense aux alentours a été mis en évidence dans l'apport de congestion (HSE, 2008, Buncefield MIIB, 2008).

Ces cas représentent les exemples les plus marquants d'accidents impliquant l'explosion d'un nuage gazeux combustible de ces dernières décennies. Ils constituent un rappel à la réalité quant aux risques liés aux activités industrielles.

Les conséquences de ces derniers ont permis une remise en question et l'amélioration de la réglementation. Deux principales législations se sont établies en parallèle en Europe et aux Etats Unis.

Aux Etats Unis, l'organisme à l'origine de l'impulsion législative concernant la prévention des accidents industriels est l'Occupational Safety and Health Administration (OSHA). Il a en charge la prévention des blessures, maladies et décès dans le cadre du travail. Après notamment l'accident de Pasadena, l'OSHA publia en 1990 dans le registre fédéral (55 FR 29150) une réglementation concernant la gestion des risques liés aux activités industrielles impliquant l'utilisation de matériaux réactifs. La même année, l'OSHA déposa les « Clean Air Act Amendements » qui constituent les normes de sécurité pour la prévention des rejets accidentels de composés chimiques et la sécurité des employés.

La réglementation prend sa forme finale avec le « Process Safety Management « (PSM) publié en 1992 dans le registre fédéral (29 CFR 1910.119). Elle s'applique à toute activité liée à un composé chimique listé parmi plus de 130. Elle définit le devoir de chacun des acteurs dans la gestion des risques industriels.

En Union Européenne, la directive Seveso 82 / 501 (CE, 1982) découle des accidents antérieurs cités précédemment et porte le nom de l'accident qui a eu lieu, sans faire de victime, en 1976, dans la commune de Seveso en Italie. Elle demande aux Etats et aux entreprises d'identifier les risques industriels et de mettre en place les moyens d'actions nécessaires à leur réduction. Les modifications ultérieures successives de cette directive ont abouti, à la suite de l'accident chimique de Bâle en 1986, qui fut sans victimes mais aux conséquences graves pour l'environnement, à la création et à la mise en place de sa deuxième forme nommée SEVESO 2 (directive 96/82/CE). Elle accentue la notion de prévention des accidents en imposant la mise en place d'un système de gestion et d'une organisation proportionnés aux risques associés aux installations.

A ce jour, la troisième forme de la directive européenne SEVESO attend son entrée en vigueur prévue pour juin 2015.

Dans le droit français, la directive fut transposée via l'arrêté ministériel du 10 mai 2000, le décret de nomenclature des installations classées et les procédures codifiées dans le code de l'environnement. Elle fut complétée en 2003, suite à la catastrophe de l'usine AZF de Toulouse en 2001, par la loi n°2003-699 qui prévoit l'élaboration de plans de prévention des risques technologiques (PPRT). Leur rôle est d'organiser l'urbanisation autour des sites industriels à haut risque correspondant au régime européen « Seveso seuil haut ».

La gestion des risques industriels se concrétise par la prise de mesures de prévention et de protection intervenant respectivement en amont et en aval de l'accident. Les mesures de préventions visent à réduire la probabilité d'occurrence de l'accident en agissant par exemple sur la

formation du personnel, la fiabilité et le nombre des systèmes de sécurité ou sur les procédures. Les moyens de protection visent quant à eux à limiter les conséquences d'un incident. Dans le cas d'une explosion (déflagration) il peut se matérialiser par la pose d'évents dans un milieu confiné ou par la présence d'une barrière physique pour limiter la propagation d'une onde de pression dans l'environnement. Alors que le cas des évents est largement documenté dans la littérature, que ce soit pour leur dimensionnement avec des documents de normalisation qui font références (NFPA 68 aux Etats-Unis et EN 14994 en Europe) et des études indépendantes (par exemple : Molkov, 2013) ou la modélisation de leurs effets (par exemple : Bauwens, 2010), le cas des barrières de protection n'est pas développé. Leur dimensionnement ne repose que sur des études partielles, à l'image du Guide de Bonnes Pratiques en Pyrotechnie (SFEPA, 2008), concernant la détonation.

Le projet ANR BARPPRO, pour Barrière Physique de Protection, s'inscrit dans ce contexte pour réaliser l'étude paramétrique d'une barrière de protection face à une explosion de gaz. Deux types d'explosions caractérisées par deux modes de propagation de flamme existent : la déflagration et la détonation. La principale différence entre les deux régimes tient dans la vitesse de propagation de la flamme qui est généralement subsonique dans le cas de la déflagration et largement supersonique (1500, 2000 $m.s^{-1}$) dans le cas de la détonation.

Dans le cadre du présent travail, seul le cas de la déflagration est abordé. Le volet détonation fut l'objet d'autres travaux (Eveillard, 2013).

Les travaux, de nature expérimentale, sont effectués à l'échelle du laboratoire au sein du Laboratoire PRISME dans les locaux de l'INSA Centre Val de Loire localisé à Bourges. Des études complémentaires à moyenne échelle et des simulations numériques complémentaires font intervenir les partenaires industriels du projet que sont : Air Liquide, le CEA (DAM et DEN), la DGA Techniques terrestres, l'INERIS et l'IRSN.

Pour mener à bien l'étude paramétrique à petite échelle, deux barrières ont été réalisées : une plane et une cylindrique. La première permet de représenter une solution technique simple tandis que la seconde est le moyen de procurer à la configuration expérimentale des propriétés d'axi-symétrie facilitant la conduite de simulations numériques.

L'étude de ces murs nécessite la génération d'une onde de pression incidente servant de donnée d'entrée et de référence. Cependant, l'amplitude de cette dernière se doit d'être suffisamment importante pour la mesure de l'onde résiduelle en aval d'une barrière. La solution adoptée résulte de l'accélération d'une flamme hydrogène – air engendrée par un champ d'obstacles. Le mélange hydrogène – air a été choisi pour sa grande réactivité et pour l'intérêt que suscite son étude en tant que nouveau vecteur énergétique, notamment utilisé dans les piles à combustible.

Ainsi, le présent mémoire s'articule autour de quatre chapitres :

Le premier porte sur les données bibliographiques concernant les instabilités de la flamme et sur le mécanisme d'accélération qu'elles engendrent. Un certain nombre de travaux représentatifs utilisant ce mécanisme, à petite, moyenne ou grande échelle sont présentés.

Le deuxième présente le dispositif d'accélération de flamme développé dans le cadre de la thèse et les résultats associés concernant la vitesse maximale de flamme mesurée ou les principales caractéristiques de l'onde de pression générée. Le dispositif a été élaboré par étape jusqu'à

l'obtention d'une flamme suffisamment accélérée, le seuil à atteindre étant une vitesse de flamme sonique. Chaque étape dans le développement est caractérisée par une configuration géométrique de l'enceinte et une obstruction définie. Les résultats expérimentaux sont présentés pour l'ensemble de ces dispositifs, y compris le dispositif final utilisé pour l'étude des barrières de protection.

Dans le troisième chapitre, les résultats obtenus avec l'ensemble des dispositifs d'accélération de flamme sont confrontés aux résultats théoriques obtenus via des modèles de la littérature. Il s'agit de modèles empiriques comme celui décrit par la méthode Multi – Energie (Van den Berg, 1985) et par la méthode Baker-Strehlow-Tang (Tang, 1999) et de modèles analytiques développés par Deshaies (1981), Grüne (2003) et Dorofeev (2007).

Dans le quatrième chapitre, les résultats de l'étude paramétrique des barrières de protections sont présentés. Ils concernent les deux types de barrières (plane et cylindrique) et deux formes de signaux de pression générés dans le même dispositif d'accélération de flamme mais pour deux richesses de mélange hydrogène – air. Le premier est un mélange fortement réactif pris dans les conditions stœchiométriques et le second, moyennement réactif, est un mélange pauvre de richesse 0.65. Les résultats sont analysés concernant la surpression maximale, le temps d'arrivée et l'impulsion positive de l'onde de pression. Les paramètres de la barrière considérée sont, en plus de sa forme, sa hauteur et sa position par rapport à la source d'amorçage localisée au centre du dispositif d'accélération de flamme. L'analyse de ces résultats permettra par la suite de dimensionner une barrière afin qu'elle procure l'effet protecteur adapté face à une déflagration.

Enfin, dans le cinquième et dernier chapitre, l'effet de l'échelle expérimentale est analysé. Pour cela, les résultats obtenus à petite échelle sont confrontés à ceux obtenus à moyenne échelle lors d'une campagne expérimentale réalisée dans le cadre du projet BARPPRO par un partenaire industriel (INERIS).

Chapitre 1. Etat de l'art : vitesse de flamme dans les mélanges gazeux homogènes

1.1. Propagation d'une flamme en champ libre

1.1.1 Enoncé théorique

Dans un prémélange gazeux, un front de flamme se propage d'une zone de gaz brûlés (gaz issus de la combustion) vers les gaz frais (mélange réactif combustible) situés en périphérie des gaz brûlés (Figure 1). Dans le cas idéal d'une flamme laminaire lisse, la vitesse de progression de la flamme, vers les gaz frais, est appelée vitesse fondamentale S_L.

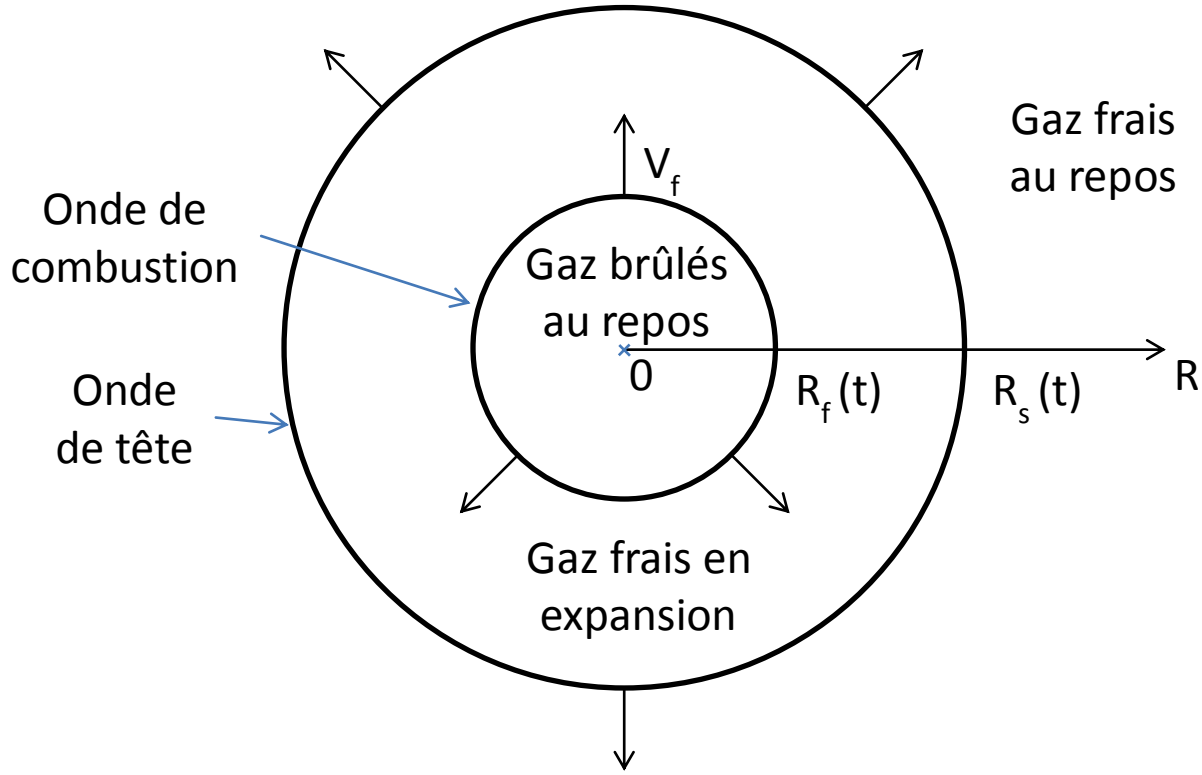


Figure 1 : Champ d'écoulement lors d'une déflagration sphérique divergente.

Ainsi la vitesse fondamentale de propagation d'un front de flamme est définie comme la vitesse de ce front se déplaçant vers le prémélange combustible. Cette donnée constitue la vitesse de référence permettant de comparer les mélanges gazeux combustibles aux mêmes conditions de pression et de température normalisées.

En l'absence de confinement, la surface de flamme est sphérique et se propage depuis le point d'amorçage jusqu'aux extrémités du nuage inflammable.
Le front de flamme sphérique peut être interprété comme une fine discontinuité entre des gaz frais et des gaz brûlés considérés au repos. Dans le cas d'une flamme en propagation sphérique, la vitesse fondamentale est différente de la vitesse spatiale en raison du changement des conditions thermodynamiques de part et d'autre du front de flamme. Le dégagement de chaleur dû à la réaction chimique implique une augmentation de température et donc de volume molaire. Il en résulte que la vitesse de propagation observée V_f, qui est la dérivée temporelle de la position de

flamme R_f, est la somme de la vitesse fondamentale (S_L) et de la vitesse d'entrainement (u) engendrée par l'expansion thermique.

L'entrainement engendré par l'expansion thermique est appelé l'effet piston et est caractérisé, pour un mélange et des conditions de pression et de température données, par le rapport d'expansion (σ). Il s'exprime thermodynamiquement par la relation :

$$\sigma = \frac{\rho_f}{\rho_b} \qquad 1\text{-}1$$

Avec : - σ : rapport d'expansion (-)

- ρ_b : masse volumique des gaz brûlés ($kg.m^{-3}$)

- ρ_f : masse volumique des gaz frais ($kg.m^{-3}$)

Remarque : le rapport d'expansion est également noté α dans la littérature, avec $\alpha = \sigma^{-1}$.

Ainsi, la vitesse de propagation de la flamme V_f s'exprime de la façon suivante :

$$V_f = S_L + u = \frac{dR_f}{dt} \qquad 1\text{-}2$$

Avec : - V_f : vitesse apparente de flamme ($m.s^{-1}$)

- S_L : vitesse fondamentale laminaire de flamme ($m.s^{-1}$)

- u : vitesse du piston sphérique ($m.s^{-1}$)

- R_f : rayon de flamme (m)

La vitesse u du piston peut s'exprimer à l'aide du coefficient d'expansion, explicité équation (1-1), par la relation :

$$u = \sigma^{-1} \cdot V_f \qquad 1\text{-}3$$

Avec : - u : vitesse du piston sphérique ($m.s^{-1}$)

- σ : rapport d'expansion (-)

- V_f : la vitesse apparente de flamme ($m.s^{-1}$)

Le coefficient d'expansion peut aussi être estimé avec plus ou moins de précision par le rapport de la température adiabatique de flamme (à pression ambiante) avec la température ambiante (eq. 1-4).

$$\sigma = \frac{n_b \cdot T_b}{n_0 \cdot T_0} \qquad 1\text{-}4$$

Avec : - σ : rapport d'expansion (-)

- n_b : nombre de moles de gaz brûlés (mol)

- T_b : température adiabatique de flamme (K)

- n_f : nombre de moles de gaz frais (mol)

- T_0 : température initiale du mélange combustible (K)

Les résultats expérimentaux ont montré que le rapport d'expansion avoisine la valeur 8 pour des mélanges hydrocarbone/air aux alentours de la stœchiométrie. Dans le cas d'un mélange hydrogène/air stœchiométrique, le rapport d'expansion prend la valeur de 6.86 dans des conditions habituelles de pression et de température (Morley, 2005).

L'effet piston mettant en mouvement les gaz frais (Figure 1), le coefficient d'expansion a une influence sur le rayon maximal de flamme. Avec R_0 le rayon initial du volume sphérique de gaz, la conservation de la masse implique que le rayon maximal R_{fmax} atteint par la flamme est égal à :

$$R_{fmax} = \sigma^{\frac{1}{3}} \cdot r_0 \qquad 1\text{-}5$$

Avec : R_{fmax} : rayon maximal de flamme (m)

σ : rapport d'expansion (-)

r_0 : rayon du volume initial de gaz combustible (m)

En considérant un rapport d'expansion σ = 6.86, le rayon maximal de flamme atteint approximativement deux fois le rayon initial du volume sphérique, r_0.

Les équations (1-2) à (1-5) décrivent l'évolution de la flamme suivant un effet piston. Ce phénomène prend comme hypothèse que, à vitesses modérées (par rapport à la vitesse du son), les gaz brûlés sont au repos. Dans ce cas, le champ d'écoulement généré peut être vu comme étant provoqué par un piston sphérique équivalent. Une approche à vitesse constante a été initiée par (Taylor, 1946), et décrite analytiquement par (Deshaies, 1981).

Dans ce modèle, l'écoulement est divisé en 3 zones consécutives explicitées, en fonction de R, par (Cambray et al., 1979) :

- La région des gaz brûlés au repos ($0 < R < R_f$)

- La région des gaz frais en expansion délimitée par le front de flamme en $r = R_f$ et l'onde sphérique de tête en $R = R_s$ qui met en mouvement les gaz frais et qui se propage à la vitesse du son dans ces derniers ($R_f < R < R_s = c_0 t$).

Cette région se décompose elle-même en trois zones (Figure 1) :

- une zone d'écoulement incompressible à proximité du front de flamme ($R \approx R_f$).

- une zone centrale où les écoulements sont acoustiques ($R_f < R < R_S = c_0 t$).

- une zone mince où la présence d'une onde de tête marque la discontinuité entre les gaz en mouvement et les gaz au repos. Cette onde de tête se transforme en onde de choc quand la vitesse de flamme dépasse 120 $m.s^{-1}$.

- La région des gaz frais au repos ($R > R_s$)

1.1.2 Résultats expérimentaux

Dans le cas d'un mélange hydrogène-air, de nombreuses études ont été menées afin de déterminer l'influence de la composition du mélange, de la pression et de la température initiales sur la vitesse laminaire de flamme. Les études antérieures à 2005 sont reprises par (Dahoe, 2005). Concernant des études plus récentes, il est possible de citer celles de (Huang et al., 2006) et (Hu et al., 2009).

Les essais expérimentaux de Huang et al. (2006) sont réalisés dans une bombe parallélépipédique de volume constant dont la taille de la chambre de combustion est : 0.108 m $\times$ 0.108 m $\times$ 0.135 m, soit un volume de 0.16 L. L'allumage est effectué au centre de la chambre au moyen de deux électrodes. L'énergie d'amorçage est de 0.045 J. Les essais de Hu et al. (2009) ont quant à eux été réalisés dans une chambre de combustion cylindrique de diamètre intérieur 0.180 m et de volume 5.5 L. Il est indiqué dans l'étude que l'énergie d'amorçage n'influe pas sur les résultats expérimentaux.

Les données de vitesse laminaire de flamme S_L obtenues dans le cadre de ces travaux sont relatives à un mélange hydrogène –air de richesse comprise entre 0.6 et 4.5 (Figure 2). Les valeurs de vitesses évoluent en deux temps avec la richesse. Elles augmentent lors d'une première phase jusqu'à atteindre un maximum pour ϕ = 1.8 (S_L = 2.98 $m.s^{-1}$) et diminuent ensuite jusqu'à ϕ = 4.5 pour atteindre la valeur de S_L = 1.59 $m.s^{-1}$. L'évolution suit la loi polynomiale de degré 4 sur l'intervalle de richesse considéré [0.6 ; 4.5] suivante :

$$S_L = -0.0467 \cdot \phi^4 + 0.6832 \cdot \phi^3 - 3.6125 \cdot \phi^2 + 7.5701 \cdot \phi - 2.4405 \qquad 1\text{-}6$$

Avec : - S_L : vitesse laminaire de flamme ($m.s^{-1}$)

- ϕ : richesse du mélange combustible (-)

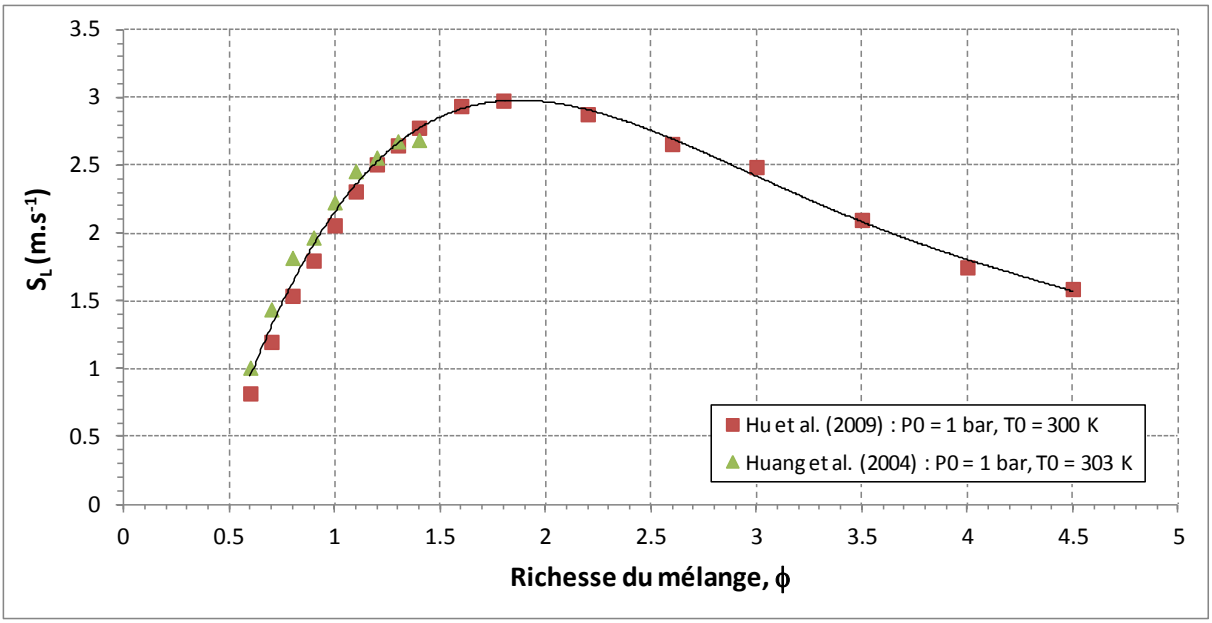


Figure 2 : Vitesse fondamentale laminaire d'une flamme hydrogène-air en fonction de la richesse.

1.1.3 Modélisation

La modélisation de la déflagration par un piston sphérique a été mise en équations par (Deshaies, 1981). Les expressions décrites ci-après correspondent à une solution de premier ordre valable uniquement pour des vitesses de flamme constantes. Cependant, il est possible d'étendre leur domaine d'application au cas présentant une accélération de flamme faible. En d'autres termes, le modèle n'est pas valable pour des configurations fortement obstruées mais seulement pour des flammes dont l'accélération est spontanée.

Les expressions de surpression $\Delta P(R,t) = P(R,t) - P_0$ et de vitesse de piston sphérique $u(R,t)$ sont données pour un milieu de masse volumique ρ_0 et de pression P_0 à un temps t, à un rayon R de la source d'allumage et sont respectivement :

- A proximité du front de flamme, pour un écoulement incompressible ($R \approx R_f$) :

$$\Delta P = 2 \cdot \rho_0 \cdot V_f^2 \cdot (1-\alpha) \cdot \left(\frac{R_f}{R}\right) \cdot \left(1 - \frac{1-\alpha}{4} \cdot \left(\frac{R_f}{R}\right)^3\right) \qquad 1\text{-}7$$

$$u = V_f \cdot (1-\alpha) \cdot \left(\frac{R_f}{R}\right)^2 \qquad 1\text{-}8$$

- Dans la zone acoustique ($R > 2 \cdot r_0$) où r_0 désigne le rayon initial du volume sphérique de gaz :

$$\Delta P = 2 \cdot \rho_0 \cdot V_f{}^2 \cdot (1-\alpha) \cdot \left(\frac{R_f}{R}\right) \cdot \left(1 - \frac{R}{c_0 \cdot t}\right) \qquad 1\text{-}9$$

$$u = V_f \cdot (1-\alpha) \cdot \left(\frac{R_f}{R}\right)^2 \cdot \left(1 - \left(\frac{R}{c_0 \cdot t}\right)^2\right) \qquad 1\text{-}10$$

Avec : - $\alpha = \sigma^{-1} = \frac{\rho_b}{\rho_f}$: rapport entre les masses volumiques des gaz brûlés et des gaz frais (-)

- ρ_f : masse volumique du mélange initial ($kg.m^{-3}$)

- $V_f = \frac{dR_f}{dt}$: vitesse apparente de flamme ($m.s^{-1}$)

- R_f : rayon de la flamme (m)

- R : distance à la source d'amorçage (m)

- c_0 : célérité du son dans le milieu environnant ($m.s^{-1}$)

- t : variable temporelle (s)

- u : vitesse du piston sphérique ($m.s^{-1}$)

En conclusion, le champ de pression généré par un piston sphérique en expansion à vitesse constante en champ libre est parfaitement connu. Une solution du premier ordre est disponible pour décrire le champ proche et acoustique (équations 1-7 et 1-8). Elle tient compte des variations de vitesse de la flamme. Cependant, cette dernière doit rester inférieure à 120 $m.s^{-1}$ avec une accélération assez faible afin d'éviter la formation d'une onde de choc en zone acoustique.

Pourtant, même dans une configuration en champ libre, il n'est pas exclu d'obtenir des accélérations de flamme assez élevées. En effet, si le front de flamme est de dimension plus élevée, une accélération importante due à la perte de stabilité est alors très probable.

Deshaies (1981) a mis œuvre de nombreux tests expérimentaux concernant des déflagrations en champ libre dans lesquels la flamme était fortement accélérée. La conclusion de ces travaux est que, dans ces cas d'étude, le modèle à vitesse constante surestime grandement les surpressions obtenues.

Dès lors, l'approximation précédente au premier ordre (équations (1-7) à (1-10)) n'est plus suffisante. En partant des mêmes hypothèses d'écoulement (incompressible au voisinage de la flamme et acoustique loin de cette dernière) et en considérant la propagation de la flamme dans un gaz infini et isentropique, l'intégration des équations de conservation de moment et de masse par Deshaies (1981) donne les relations suivantes :

- A proximité du front de flamme, $R \approx R_f$ (écoulement incompressible) :

$$\Delta P = \frac{\rho_f \cdot (1-\alpha)}{R} \cdot \left(2 \cdot R_f(t) \cdot \left(\frac{dR_f(t)}{dt}\right)^2 + R_f^2(t) \cdot \left(\frac{d^2R_f(t)}{dt^2}\right) - \frac{1-\alpha}{2} \cdot \frac{R_f^4(t)}{R^3} \cdot \left(\frac{dR_f(t)}{R^2}\right)^2\right) \qquad 1\text{-}11$$

$$u = (1-\alpha) \cdot \frac{R_f^2(t)}{R^2} \cdot \frac{dR_f(t)}{dt} \qquad 1\text{-}12$$

- Loin du front de front de flamme, R >> R_f (écoulement acoustique) :

$$\Delta P = \frac{\rho_f \cdot (1-\alpha)}{R} \cdot \left(2 \cdot R_f(\tau) \cdot \left(\frac{dR_f(\tau)}{d\tau} \right)^2 + R_f^2(\tau) \cdot \left(\frac{d^2 R_f(\tau)}{d\tau^2} \right) \right) \qquad 1\text{-}13$$

$$u = (1-\alpha) \cdot \left\{ \frac{R_f^2(\tau)}{R^2} \cdot \left(\frac{dR_f(\tau)}{d\tau} \right) + \frac{1}{R \cdot c_0} \left[2 \cdot R_f(\tau) \cdot \left(\frac{dR_f(\tau)}{d\tau} \right)^2 + R_f^2(\tau) \cdot \left(\frac{d^2 R_f(\tau)}{d\tau^2} \right) \right] \right\} \qquad 1\text{-}14$$

Avec : - ρ_f : masse volumique du mélange combustible initial ($kg.m^{-3}$)

- $\alpha = \sigma^{-1} = \frac{\rho_b}{\rho_f}$: rapport entre les masses volumiques des gaz brûlés et des gaz frais (-)

- R_f : rayon de la flamme (m)

- t : temps (s)

- R : distance à la source d'amorçage (m)

- c_0 : célérité du son dans le milieu environnant ($m.s^{-1}$)

- u : vitesse du piston sphérique ($m.s^{-1}$)

- $\tau = t - \frac{R}{c_0}$: variable temporelle (s)

Les relations (1-11) à (1-14) prennent en compte l'influence de l'accélération du front de flamme de façon explicite avec le terme $\left(\frac{d^2 R_f(\tau)}{d\tau^2}\right)$. Néanmoins elles ne demeurent valides que dans le cas où l'accélération est suffisamment faible pour éviter la formation d'une onde de choc.

Un apport de cette formulation par rapport à la précédente (équations (1-7) à (1-10)), est de pouvoir obtenir l'évolution de la position de la flamme à partir d'un historique de pression. En effet, il suffit pour ce faire de procéder à la double intégration du signal de pression.

Pour cela, le point de départ est l'équation donnant la surpression en fonction de la distance en milieu acoustique (équation 1-13).

En notant que :

$$\frac{d}{dt}\left(R_f^2(\tau) \cdot \frac{dR_f(\tau)}{d\tau} \right) = 2 \cdot R_f(\tau) \cdot \left(\frac{dR_f(\tau)}{d\tau} \right)^2 + R_f^2(\tau) \cdot \frac{d^2 R_f(\tau)}{d\tau^2} \qquad 1\text{-}15$$

L'intégration s'effectue entre 0 et t. A l'instant initial, le rayon de flamme est nul.

Ainsi, la première intégration donne :

$$\int_0^t \Delta P(r,t) \cdot dt = \frac{\rho_f \cdot (1-\alpha)}{r} \cdot \int_0^t \frac{d}{dt} (R_f^2 \cdot \frac{dR_f(\tau)}{d\tau}) \cdot dt = \frac{\rho_f \cdot (1-\alpha)}{R} \cdot R_f^2(t) \cdot \frac{dR_f(t)}{dt} \qquad 1\text{-}16$$

Et la seconde amène :

$$\int_0^t \left(\int_0^t \Delta P(r,t)\cdot dt\right)\cdot dt = \frac{\rho_f\cdot(1-\alpha)}{R}\cdot\int_0^t R_f^2(t)\cdot\frac{dR_f(t)}{dt}\cdot dt \qquad 1\text{-}17$$

Ce qui conduit à l'expression du rayon de flamme à l'instant t :

$$R_f(t) = \sqrt[3]{\frac{3\cdot R\cdot\int_0^t\left(\int_0^t \Delta P(R,t)dt\right)dt}{\rho_0\cdot(1-\alpha)}} \qquad 1\text{-}18$$

Avec : $\Delta P(r,t)$: surpression mesurée à une distance r de l'amorçage à un temps t (Pa)

R_f : rayon de la flamme (m)

ρ_0 : masse volumique du mélange combustible initial ($kg.m^{-3}$)

$\alpha = \sigma^{-1} = \frac{\rho_b}{\rho_f}$: rapport entre les masses volumiques des gaz brûlés et des gaz frais (-)

t : temps (s)

R : distance à la source d'amorçage (m)

L'équation (1-18) permet de décrire l'évolution de la flamme de façon continue à partir de la double intégration du signal de pression. Pour obtenir la vitesse apparente de flamme, il suffit de calculer la dérivée temporelle de l'expression du rayon de flamme (équation 1-18). Dans le cas où la pression est mesurée expérimentalement par des capteurs placés dans le champ d'écoulement, le signal obtenu est discrétisé avec une période d'échantillonnage T. Ainsi, la dérivée peut être approximée pour tout $t \geq 0$ par la méthode des trapèzes (équation 1-19).

$$V_f(t) = \frac{R_f(t) + R_f(t+T)}{2\cdot T} \qquad 1\text{-}19$$

Avec : V_f : vitesse apparente de flamme ($m.s^{-1}$)

t : temps (s)

R_f : rayon de la flamme (m)

T : période d'échantillonnage (s)

Ainsi, deux types de modélisation sont disponibles. D'une part la modélisation à vitesse constante décrite en milieu incompressible par l'équation 1-7 et en milieu acoustique par l'équation (1-9). D'autre part, la modélisation à vitesse variable exprimée par les équations (1-18) et (1-19).

1.2. Propagation d'une flamme en milieu obstrué

1.2.1 Enoncé théorique

Lors d'une explosion, plusieurs paramètres influent sur le champ d'écoulement généré. Ces derniers sont au nombre de 6 :

- La composition du mélange (concentration en combustible et comburant dans les limites d'inflammabilité)
- Les caractéristiques de la source d'amorçage
- Le volume du mélange combustible
- Les conditions de la réaction (turbulence initiale et prémélange)
- Le degré de confinement
- Le degré d'obstruction de la configuration

Parmi tous ces paramètres, l'obstruction a été utilisée dans bon nombre d'études, notamment le projet MERGE (Mercx, 1994a) afin d'étudier leur rôle dans l'accélération de la flamme lors d'une explosion. Le mécanisme d'interaction entre la flamme et les obstacles est expliqué ci-après.

La progression de la flamme est dans un premier temps laminaire. L'augmentation de volume provoquée par la combustion pousse les gaz frais vers l'extérieur, au-delà du front de flamme. La vitesse de l'écoulement en aval du front de flamme V_f est égale à :

$$V_f = (\sigma - 1) \cdot S \qquad 1\text{-}20$$

Avec : S : vitesse de combustion ($m.s^{-1}$)

σ : coefficient d'expansion (-)

V_f : vitesse apparente de flamme ($m.s^{-1}$)

Dans un environnement non perturbé, la vitesse de combustion (S) est égale à la vitesse de combustion laminaire (S_L).

Mais la présence d'obstacles dans le champ d'écoulement perturbe la propagation du front de flamme et génère des instabilités en son sein. Ces instabilités s'ajoutent à celles observées pour des flammes évoluant en champ libre qui sont les instabilités hydrodynamiques et les instabilités thermodiffusives (Proust, 2004). Dans le cas d'une configuration obstruée, deux types d'instabilités peuvent apparaitre : d'une part, les instabilités de Kelvin Helmhotz (K-H) qui sont associées à l'effort tangent qui s'exerce sur le front de flamme et qui le déforme par la présence d'obstacles et d'autre part, les instabilités de Rayleigh-Taylor qui se développent lorsqu'un fluide plus léger se déplace dans un fluide plus lourd. La Figure 3 représente l'apparition d'un gradient de vitesse dans l'écoulement autour d'obstacles entraînant un plissement de la flamme et donc l'augmentation de la surface de cette dernière.

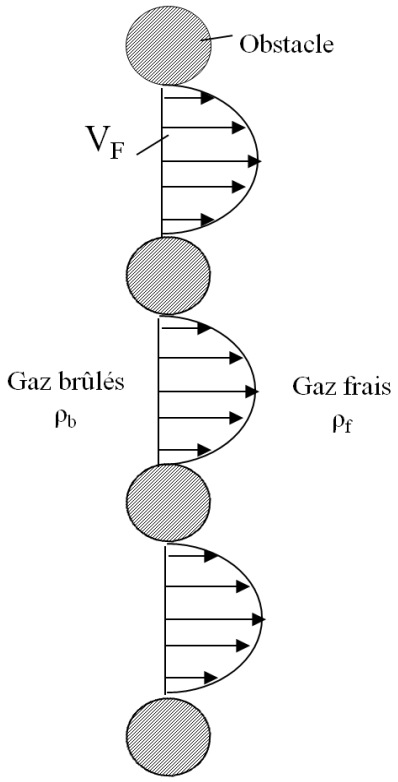


Figure 3 : Gradient de vitesse du front de flamme au voisinage d'obstacles.

En présence d'obstruction, la vitesse de combustion S est liée à la déformation du front de flamme quantifiée par le rapport des surfaces de flamme observées en écoulement perturbé (A_f) et en écoulement non perturbé (A_0) et s'écrit :

$$S = \frac{A_f}{A_0} \cdot S_L \qquad 1\text{-}21$$

Pour un écoulement perturbé, la vitesse du front de flamme s'exprime alors par la relation :

$$V_f = \frac{\rho_f}{\rho_b} \cdot S = \frac{\rho_f}{\rho_b} \cdot \frac{A_f}{A_0} \cdot S_L \qquad 1\text{-}22$$

Avec : - V_f : vitesse apparente de flamme ($m.s^{-1}$)

- S : vitesse de combustion ($m.s^{-1}$)

- A_f : surface de flamme en écoulement perturbé (m^2)

- A_0 : surface sans perturbation (m^2)

- ρ_u : masse volumique des gaz frais ($kg.m^{-3}$)

- ρ_b : masse volumique des gaz brûlés ($kg.m^{-3}$)

- S_L : vitesse laminaire de flamme ($m.s^{-1}$)

Ainsi, l'augmentation de la surface de flamme provoquée par la présence d'obstacles a pour conséquence l'accélération du front de flamme.

1.2.2 Résultats expérimentaux

La littérature est riche en travaux portant sur la propagation de flamme hydrogène-air en milieu obstrué. Les essais peuvent être menés en présence de confinement (e.g. tube) ou en champ libre (milieu ouvert).

1.2.2.1 Structure tubulaire – Propagation 1-D

La géométrie tubulaire d'une enceinte expérimentale est un moyen efficace d'accélération de flamme. Elle est notamment employée pour étudier les transitions déflagration-détonation (ou DDT).

(a) Ciccarelli et al. (1998)

Les travaux de Ciccarelli et al. (1998) portent sur l'étude de l'accélération de flamme dans un tube horizontal clos aux extrémités de 21.3 m de long et de 0.273 m de diamètre interne. L'obstruction est pourvue par des anneaux de 0.019 cm d'épaisseur, de diamètre extérieur, d_e = 0.273 m et intérieur d_i = 0.206 m. Afin de caractériser l'obstruction, un rapport de blocage surfacique est défini par la relation :

$$\mathrm{ABR} = \frac{{d_e}^2 - {d_i}^2}{{d_e}^2} \qquad 1\text{-}23$$

Avec : - ABR (Area Blockage Ratio) : rapport de blocage surfacique (-)

- d_e : diamètre extérieur des anneaux composant l'obstruction du tube (m)

- d_i : diamètre intérieur des anneaux composant l'obstruction du tube (m)

Dans le cas présent, le rapport de blocage est de 0.43 et les obstacles sont espacés de 0.27 m dans le tube.

La vitesse de flamme est mesurée à l'aide de photodiodes couplées à des thermocouples dans le cas où la luminosité est trop faible, si la flamme est trop lente par exemple.

En conditions standards de pression et de température, trois fractions molaires d'hydrogène dans un mélange hydrogène/air ont été testées : 16 $\%_{mol}$ (ϕ = 0.45), 12 $\%_{mol}$ (ϕ = 0.32) et 10 $\%_{mol}$ (ϕ = 0.26).

Les profils de vitesses présentent une accélération progressive jusqu'à un maximum atteint à 6 m de l'extrémité du tube où est réalisé l'amorçage pour les mélanges contenant 16 $\%_{mol}$ de H_2 et 12 $\%_{mol}$ de H_2. Pour le mélange de concentration plus faible, le maximum est atteint à 4 m de l'amorçage. Les vitesses maximales de flamme obtenues sont respectivement pour les trois concentrations : 1130 $m.s^{-1}$, 644 $m.s^{-1}$ et 250 $m.s^{-1}$. Les deux premiers mélanges subissent une transition en détonation. L'onde de choc ainsi générée se déplace ensuite à vitesse constante dans le tube. Par contre le troisième mélange se propage selon les schémas d'une déflagration lente. La vitesse

augmente peu et décroît après avoir atteint un maximum correspondant à la limite de la zone obstruée.

(b) Vaagsaether et al. (2007)

Les essais réalisés par les auteurs ont été effectués dans un tube horizontal de diamètre intérieur 0.107 m, clos aux extrémités, et de longueur 4 m. L'allumage est opéré à une extrémité du tube, à un mètre de laquelle est disposé un obstacle laissant un passage circulaire de 30 mm de diamètre. Le rapport de blocage selon l'expression (1-23) est de 0.92.

Six capteurs Kistler 7001 sont placés en aval de l'obstacle espacés les uns des autres d'un intervalle de 0.5 m.

La présence de l'obstacle crée de la turbulence et génère une onde réfléchie qui influence la propagation de la flamme ainsi que la vitesse de combustion. La faible dimension de l'obstacle engendre la création d'un jet supersonique dans son sillage.

Le mélange transite en détonation pour un mélange hydrogène-air dans les proportions stœchiométriques et atteint 2000 $m.s^{-1}$.

(c) Grüne et al. (2011)

Le dispositif expérimental utilisé dans le cadre de ces travaux est un tube semi ouvert à section rectangulaire de 2.5 m de long. La partie inférieure et une extrémité du tube sont ouvertes. L'allumage s'effectue sur l'extrémité fermée.

La largeur D (Figure 4a) du dispositif varie et prend successivement les valeurs 0.3 m, 0.6 m et 0.9 m. Les obstacles sont constitués de poutrelles en bois de section rectangulaire 1.5 $\times$ 2 cm^2. Ils sont placés en partie supérieure du dispositif dont la hauteur H (Figure 4b) est variable : 0.06, 0.12 ou 0.24 m. Le nombre de poutrelles utilisées est fixé de telle sorte que le rapport de blocage volumique soit constamment de 50 %.

$$\mathrm{VBR} = \frac{\mathrm{V_{ob}}}{\mathrm{V}} \qquad 1\text{-}24$$

Avec : - VBR : rapport de blocage volumique (-)

- V_{ob} : volume occupé par les obstacles (m^3)

- V : volume contenant le gaz combustible (m^3)

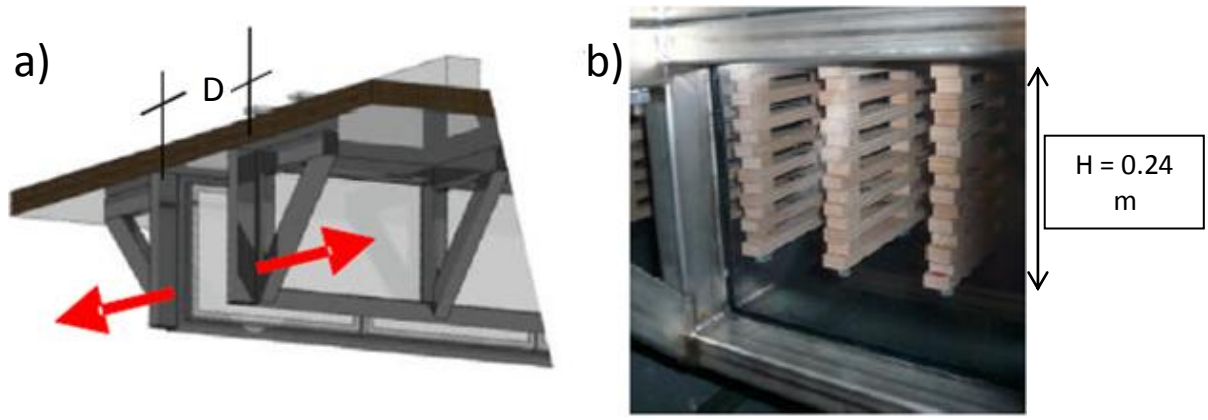


Figure 4 : Vue latérale du dispositif (a). Vue des obstacles (b), couche de 0.24m de hauteur.

L'ensemble de ce dispositif est placé dans un cylindre de 10 m de long et de 3.3 m de diamètre.

Des mélanges hydrogène-air de concentration volumique variant de 12 $\%_{vol}$ (ϕ = 0.32) à 35 $\%_{vol}$ (ϕ = 1.28) sont étudiés.

Les parois transparentes du dispositif expérimental permettent l'observation de la propagation de la flamme par une caméra haute vitesse capturant à la fréquence de 80 000 images/seconde. Cinq capteurs de pression piézoélectriques PCB sont disposés le long du tube au niveau de la paroi supérieure.

La première observation est l'augmentation progressive pour tous mélanges étudiés de la vitesse de flamme dans le tube jusqu'à un palier atteint aux alentours de 1.5 m de l'allumage. Cette stabilisation est aussi visible pour la surpression maximale relevée le long du tube.

La seconde est l'influence de la concentration de l'hydrogène dans le mélange combustible sur les vitesses de flamme observées. Dans le cas d'un dispositif expérimental de largeur 0.3 m et de hauteur 0.12 m, seules de lentes déflagrations sont observées pour les mélanges contenant moins de 20 $\%_{mol}$ d'hydrogène (ϕ = 0.6). Par exemple, la vitesse maximale de 125 $m.s^{-1}$ (inférieure à la vitesse du son dans l'air) est atteinte pour un mélange à 18 $\%_{mol}$ d'hydrogène (ϕ = 0.52) alors qu'elle dépasse les 550 $m.s^{-1}$ pour un mélange composé de 22 $\%_{mol}$ d'hydrogène (ϕ = 0.67). À une concentration de 35 $\%_{mol}$ d'hydrogène (ϕ = 1.28), la détonation est observée et la vitesse approche 1750 $m.s^{-1}$.

1.2.2.2 Champ libre – Propagation 3-D

(a) Mélani (2010)

Les essais ont été réalisés dans une enceinte à structure cubique ouverte d'arrête 150 mm. L'amorçage s'effectue au centre du cube. Les obstacles se présentent sous la forme d'une succession de grilles ou de plaques. Les grilles en fil métallique forment un maillage carré régulier. La taille des mailles pour les trois premiers obstacles est de : 25, 13 et 6.4 mm. Les plaques présentent quant à

elles une structure pleine présentant des trous carrés de dimension 8×8 mm^2 ou ronds de diamètre 4 mm régulièrement répartis sur la surface. La distance séparant deux trous ronds est de 2 mm contre 4 mm pour les trous carrés. Les plaques sont disposées alignées ou non dans la structure, en respectant un pitch constant de 4 ou 8 mm. Le rapport de blocage surfacique pour chaque obstacle, défini par la surface occupée par la matière sur la grande surface de la plaque divisée par cette dernière, est respectivement pour les cinq types de grilles cités précédemment : 11.94 %, 14.59 %, 13.93 %, 37.4 % et 41.75 %.

La vitesse de flamme est mesurée à l'aide de photodiodes et d'une caméra haute vitesse capturant 6688 images par seconde.

La vitesse maximale obtenue a été réalisée avec l'emploi des plaques présentant un rapport de blocage de 41.75 % en configuration de plaques non alignées. La valeur atteinte est de 287 m.s^{-1} pour un mélange hydrogène-air à 30 $\%_{mol}$ d'hydrogène (ϕ = 1) et 291 m.s^{-1} pour un mélange hydrogène/air à 40 $\%_{mol}$ d'hydrogène (ϕ = 1.6). Sans obstacle, la vitesse maximale de flamme atteinte est respectivement de 11 m.s^{-1} et 16 m.s^{-1} pour les deux mélanges.

La conclusion de l'étude est l'accélération avérée de la flamme par la présence d'obstacles. L'accélération est d'autant plus forte, dans cette étude, que le rapport de blocage engendré par les obstacles est élevé.

(b) Royle et al. (2007)

Les essais sont effectués dans une structure parallélépipédique de dimensions $3 \times 3 \times 2$ m^3 et décomposée en 18 cubes de 1 m^3. L'amorçage est réalisé à 0.5 m de hauteur au centre du cube centrale de la couche du bas du dispositif. Des obstacles horizontaux sont disposés sur la moitié haute et des obstacles verticaux sur la partie basse (Figure 5) pour un rapport de blocage volumique de 4.4 %.

L'instrumentation des essais est composée de deux types de capteur de pression. Il s'agit de microphones pour les pressions les plus faibles (< 10 bar) et de capteurs piézo-résistifs pour les pressions plus élevées.

Les deux indicateurs de la violence de l'explosion utilisés dans ces travaux sont les relevés de pression et la taille des résidus de film plastique confinant le mélange gazeux initial.

Plusieurs concentrations d'hydrogène sont testées, de 25 $\%_{mol}$ à 100 $\%_{mol}$ dans un mélange H_2-CH_4-air.

Figure 5 : Agencement d'obstruction utilisé par Royle et al. (2007).

Plusieurs conclusions importantes ressortent de l'étude. Premièrement, la surpression augmente pour atteindre un maximum en fin de champ d'obstacles, ce qui montre bien l'accélération de la flamme par le biais de l'obstruction. Deuxièmement, la surpression maximale observée augmente avec le taux d'hydrogène dans le mélange (1.3 bar à 100 $\%_{mol}$ de H_2 et 0.220 bar pour 51 $\%_{mol}$ de H_2). Enfin, des résidus de film plastique de faible dimension témoignent d'une transition déflagration – détonation avec les configurations les plus obstruées.

(c) Grüne et al. (2003)

Les auteurs ont mené une série de tests d'explosion de mélange hydrogène-air stœchiométrique dans un dispositif ouvert, congestionné et de forme cubique d'arrête 0.55 m.

L'obstruction s'effectue par des grilles cubiques de longueurs caractéristiques différentes glissées les unes dans les autres. La taille des mailles ainsi que leur nombre sont variables. Ainsi les mailles carrées sont d'arête 40, 13 ou 6.5 mm, et le diamètre de l'acier les composant peut être de 0.65, 1 ou 4 mm. L'allumage s'effectue par une étincelle au centre du dispositif.

Figure 6 : Représentation du dispositif expérimental utilisé par Grüne et al. (2003).

La Figure 6 présente une configuration comportant des mailles d'arête 40 mm et de diamètre 4 mm, quatre couches sont disposées sur l'image de gauche et douze sur celle de droite.

Des photodiodes ont été utilisées pour déterminer la vitesse de flamme et des capteurs de pression piézoélectriques ont servi à mesurer les signaux de pression dans le champ d'écoulement.

Les conclusions de l'étude expérimentale de l'auteur sont doubles :

- la vitesse de flamme augmente avec le nombre de couches d'obstacles,
- la vitesse de flamme augmente aussi lorsque la taille de maille diminue.

Ainsi, la vitesse de flamme mesurée par des photodiodes croît avec la distance jusqu'à atteindre le bord de la structure à 0.275 m de l'allumage pour atteindre la valeur maximale de 700 $m.s^{-1}$ dans la configuration comportant 48 couches d'obstacles de maille 6.5 mm. Diminuer le nombre de couches d'obstacles par deux, amoindrit d'autant la vitesse de flamme dans cet exemple précis. Ainsi, avec 24 couches, la vitesse maximale apparente de flamme en sortie de dispositif est de 350 $m.s^{-1}$.

(d) Groethe et al. (2007)

Enfin Groethe et al. (2007) ont utilisé un dispositif hémisphérique de 300 m^3 dans lequel 18 cylindres constituent l'obstruction. Hauts de 3 m et d'un diamètre de 0.46 m ils sont disposés en cercles de rayons 1.1 m et 1.9 m (Figure 7). Concernant l'instrumentation, des capteurs piezo-électriques ont été utilisés pour mesurer la pression et une caméra rapide Phantom V7 capture les images de propagation de flamme lors des expérimentations en déflagration.

Le premier cercle comporte 6 cylindres et le second 12 cylindres. À 15 m du point d'allumage, la pression relevée n'est pas grandement influencée par la présence d'obstacles, ceux-ci étant trop volumineux et en trop petit nombre pour engendrer une forte turbulence. Ainsi avec obstacles, une surpression de 0.110 bar à 15.61 m est relevée contre 0.170 bar sans obstacle.

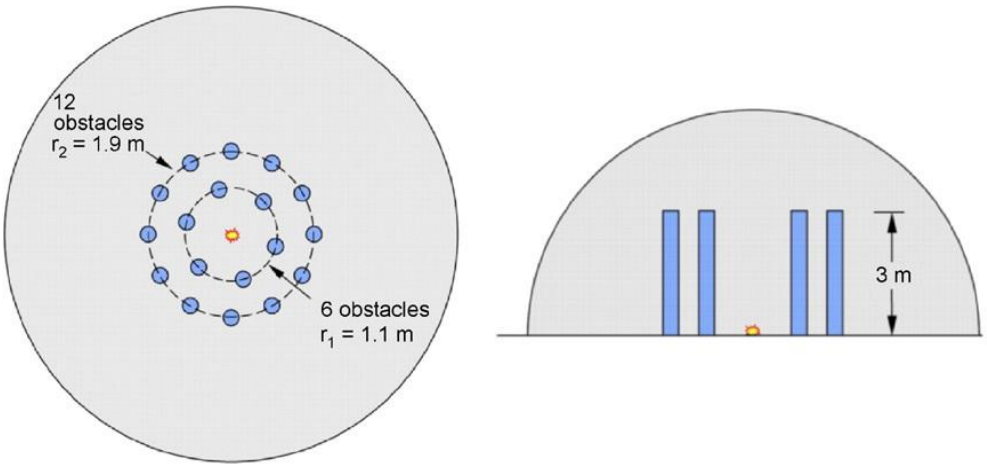


Figure 7 : Position des obstacles dans les travaux de Groethe et al. (2007).

1.2.2.3 Synthèse des résultats

Que ce soit dans le cas d'une structure tubulaire ou d'une charge placée en champ libre, les essais ont été réalisés dans des conditions différentes. Les paramètres concernés sont principalement le volume de charge employé, le degré d'obstruction et la richesse du mélange. Le Tableau 1 et le Tableau 2 rappellent ces paramètres ainsi que les résultats obtenus pour chaque auteur.

(a) Structure tubulaire

Auteur(s)	Volume de gaz (en m^3)	Composition du mélange H_2/air ($\%_{mol}$ H_2 [ϕ])	Ouverture	Nombre d'obstacles	ABR (%)	VBR (%)	Vitesse maximale de flamme mesurée ($m.s^{-1}$)
Ciccarelli et al., 1998	1.174	10 [0.26], 12 [0.32], 16 [0.45]	Clos aux deux extrémités	78	43	5.83	1130 pour 16 $\%_{mol}$ H_2, ϕ = 0.45
Vaagsaether et al., 2007	0.036	30 [1]	Clos aux deux extrémités	1	92	inconnu	2000
Grüne et al., 2011	0.045 - 0.54	12 [0.32] – 35 [1.28]	Libre à une extrémité et sur la partie basse	20	50	16	1750 (35 $\%_{mol}$ H_2, ϕ = 1.28)

Tableau 1 : Détails des configurations et des résultats pour les essais en confinement tubulaire.

(b) Champ libre

Auteur	Volume de gaz (m^3)	Composition du mélange ($\%_{mol}$ H_2 [ϕ])	Nb de couches d'obstacles	Pitch (mm)	ABR (%)	VBR (%)	Vitesse maximale de flamme mesurée ($m.s^{-1}$)
Mélani, 2010	$3.4 \cdot 10^{-3}$	H_2 - air 30 [1], 40 [1.6]	0 - 14	4.0 – 8.0	11.94 – 41.75	0.24 - 4.95	291
Royle et al., 2007	18	H_2 - CH_4 - air : 0 $\%_{mol}$ -100 $\%_{mol}$ dans H_2-CH_4	Difficile à déterminer	125.0	20.00	4.40	-
Grüne et al., 2003	0.166	H_2 - air 30 [1]	4 - 48	6.5 – 40.0	inconnu	inconnu	750
Groethe et al., 2007	300	H_2 - air 30 [1]	1 - 2	800.0	31.00 – 62.00	11.00	-

Tableau 2 : Détails des configurations et des résultats pour les essais en champ libre.

D'après les données recensées Tableau 1 et Tableau 2, le moyen le plus efficace d'accélérer une flamme serait un confinement tubulaire avec allumage à une extrémité fermée. Ce dispositif permet dans tous les cas où une obstruction est présente, même faible, d'accélérer la flamme jusqu'à des valeurs de vitesses supérieures à 1000 $m.s^{-1}$. La transition en détonation s'effectue alors. En champ libre, l'accélération est moins aisée. Techniquement, atteindre des rapports de blocage surfacique (ABR) élevés est plus difficile à mettre en œuvre et l'absence de confinement laisse la flamme se propager en 3 dimensions ce qui diminue l'effet piston des gaz brûlés.

1.2.3 Modèles

1.2.3.1 Grüne et al. (2003)

Plusieurs modèles d'évolution de la vitesse de flamme en fonction de l'obstruction sont présents dans la littérature. Parmi ceux-ci, celui de (Grüne et al., 2003) propose une loi d'évolution de la vitesse de flamme à partir de données expérimentales obtenues en augmentant progressivement l'obstruction présente dans le mélange combustible. De configuration cubique, le volume est obstrué par un nombre croissant de couches de grilles de la même forme (Figure 6). La configuration expérimentale est décrite en détail paragraphe 1.2.2.2(c).

Il ressort des essais expérimentaux une vitesse apparente de flamme qui augmente avec l'obstruction contenue dans le volume de gaz combustible. Cette évolution peut être modélisée en prenant en compte des paramètres inhérents au mélange combustible et à l'obstruction présente.

L'expression obtenue par l'auteur décrivant l'évolution de la vitesse apparente de flamme est :

$$V_f = k \cdot \sigma \cdot S_T \cdot \left(1 + \frac{(n-1)\, n\, (2 \cdot n - 1)}{6} \cdot \frac{\Delta^2}{{\delta_m}^2}\right)^{\frac{1}{2}} = k \cdot \sigma \cdot S_T \cdot X' \qquad 1\text{-}25$$

Avec : - k : constante (-)

- σ : rapport d'expansion (-)

- S_T : vitesse de combustion turbulente ($m.s^{-1}$)

- n : nombre de couches d'obstacles traversées par la flamme (-)

- Δ : pitch (m)

- δ_m : moitié de la taille de maille (m)

- X' : coefficient d'obstruction (-)

Le paramètre X' décrit l'obstruction du dispositif expérimental. Il est défini afin de réduire l'expression du modèle de flamme. Son expression est :

$$X' = \left(1 + \frac{(n-1)\, n\, (2 \cdot n - 1)}{6} \cdot \frac{\Delta^2}{{\delta_m}^2}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad 1\text{-}26$$

Les inconnues dans cette équation sont la constante k ainsi que la vitesse turbulente S_T, non précisées par l'auteur. Néanmoins, il s'avère que la vitesse turbulente augmente avec l'obstruction jusqu'à atteindre une valeur critique de saturation dans le cadre d'une congestion dense. Ainsi la vitesse S_T peut être considérée comme constante et supérieure à la vitesse laminaire S_L à partir d'un certain nombre de couches. L'accélération de la flamme qui persiste après cet instant n'est due qu'à l'augmentation de la surface de flamme.

De par ce constat, une constante k' peut être fixée telle qu'à partir d'un certain niveau d'obstruction : $S_T = k' \times S_L$ = cste, avec S_L la vitesse laminaire de flamme.

L'expression de la vitesse de flamme devient donc :

$$V_f = k \cdot k' \cdot \sigma \cdot S_L \cdot X' \qquad 1\text{-}27$$

Avec : - k : constante inhérente au modèle d'accélération de flamme (-)

- k' : constante de proportionnalité liant S_L et S_T (-)

- σ : coefficient d'expansion (-)

- S_L : vitesse laminaire de flamme ($m.s^{-1}$)

- X' : coefficient d'obstruction (-)

1.2.3.2 Modèles de Dorofeev

(a) Détermination de la vitesse de flamme

Dorofeev (2007) propose un autre modèle de détermination de la vitesse de flamme de déflagration qui est valable pour des vitesses apparentes de flamme inférieures à 500 $m.s^{-1}$.

Dans le cadre de l'étude, une flamme sphérique est considérée en milieu obstrué. La vitesse apparente de flamme V_f est prise par rapport à un observateur placé à une distance R de la source d'allumage. Cette vitesse est liée à la vitesse turbulente de flamme S_T par la relation 1-28.

$$V_f = \sigma \cdot S_T \cdot \frac{A_f}{A_r} \qquad 1\text{-}28$$

Avec : - σ : rapport d'expansion (-)

- S_T : vitesse turbulente de flamme ($m.s^{-1}$)

- A_f : surface réelle de la flamme (m^2)

- $A_r = 4 \cdot \pi \cdot R^2$: surface de flamme sphérique à une distance R de la source d'allumage (m^2)

Ainsi, la vitesse de flamme augmente avec l'augmentation de la surface de flamme dans un champ obstrué et du taux de turbulence dans le mélange.

Le modèle présente la difficulté de connaître avec précision la surface de flamme. Il est donc nécessaire de l'exprimer en fonction de données connues relatives aux paramètres du champ d'obstruction, qui est l'origine du plissement de la flamme.

Pour cela, dans le cadre d'un champ d'obstacles uniforme, la distance entre les obstacles, x, et leur taille caractéristique, y, sont définies.

Ensuite, trois hypothèses sont formulées :

- Chaque obstacle dans le milieu contenu dans les gaz brûlés contribue à hauteur de $4 \cdot x \cdot y$ à la surface de flamme totale,

- la largeur de la base du cône de flamme est variable et est égale au rayon de flamme pour de faibles valeurs de R et à $\sigma \cdot x$ pour des distances R plus importantes.

- la surface de flamme évolue par rapport à R suivant une loi de puissance.

Il en découle l'équation (1-29) pour V_f.

$$V_f = \sigma \cdot S_T \cdot \left[1 + \frac{4}{3} \cdot \frac{\sigma \cdot y}{x} \cdot \frac{{R_f}^{\alpha_d}}{(\sigma \cdot x)^{\alpha_d}}\right] \qquad 1\text{-}29$$

Avec : - σ : rapport d'expansion (-)

- S_T : vitesse turbulente de flamme ($m.s^{-1}$)

- x : distance entre chaque obstacle (m)

- R_f : rayon de flamme (m)

- y : taille caractéristique des obstacles (m)

- α_d : paramètre lié au modèle, de l'ordre de 0.5 (-)

L'effet de la turbulence peut être incorporé en appliquant la corrélation développée par Bradley et al. (1992) concernant la vitesse turbulente de flamme S_T (équation 1-30).

$$\frac{S_T}{S_L} = a_d \cdot \left(\frac{u'}{S_L}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{L_T}{\delta}\right)^{\frac{1}{6}} \quad \text{avec} \qquad u' = b_d \cdot V_f \cdot \frac{\sigma - 1}{\sigma} \qquad 1\text{-}30$$

Avec : - a_d et b_d : scalaires (-)

- u' : vitesse de la fluctuation de la flamme ($m.s^{-1}$)

- S_T : vitesse turbulente de flamme ($m.s^{-1}$)

- S_L : vitesse laminaire de flamme ($m.s^{-1}$)

- L_T : échelle spatiale de la turbulence (m)

- $\delta = \nu/S_L$: épaisseur de flamme (m), ν étant la viscosité cinématique ($m^2.s^{-1}$)

En combinant les équations (1-29) et (1-30), V_f s'exprime par la relation :

$$V_f = a_d^2 \cdot b_d \cdot \sigma \cdot (\sigma - 1) \cdot S_L \cdot \left[1 + \frac{4}{3} \cdot \frac{\sigma \cdot y}{x} \cdot \frac{{R_f}^{\alpha_d}}{(\sigma \cdot x)^{\alpha_d}}\right]^2 \cdot \left(\frac{L_T}{\delta}\right)^{\frac{1}{3}} \qquad 1\text{-}31$$

Avec - a_d, b_d et α_d : scalaires (-)

- σ : rapport d'expansion (-)

- S_L : vitesse laminaire de flamme ($m.s^{-1}$)

- x : distance entre chaque obstacle (m)

- y : taille caractéristique des obstacles (m)

- R_f : rayon de flamme (m)

- L_T : échelle spatiale de la turbulence (m)

- $\delta = \nu/S_L$: épaisseur de flamme (m), ν étant la viscosité cinématique ($m^2.s^{-1}$)

La relation (1-31) donne la vitesse de flamme en fonction de la distance dans un milieu qu'il soit, ou non, obstrué. La pondération des différents termes qui la composent montre l'importance du champ d'obstacles caractérisé par les paramètres x et y dans l'évaluation de la vitesse de flamme, et au contraire la relative insignifiance du terme $L_T.\delta^{-1}$.

La principale valeur ajoutée par rapport au modèle de (Deshaies, 1981) est la prise en compte de la géométrie de l'obstruction dans le calcul.

L'application de cette corrélation nécessite la connaissance des grandeurs $a^2 \cdot b$ et α. Elles sont déterminées en utilisant des données expérimentales sur la vitesse de flamme dans différentes configurations d'obstacles et en réalisant une corrélation des données. Dans l'étude de Dorofeev (2007), les données expérimentales en milieu obstrué de (Pierorazio et al., 2005) et (Grüne et al., 2003) et sans obstruction de Giesbrecht et al. (1981) et Groethe et al. (2004) ont été utilisées. Les résultats expérimentaux de Mercx et al. (1994b, 1997) en milieu obstrué et de Gostintsev et al. (1988) et Molkov et al. (2005) en champ libre ont été utilisés pour validation. Il en résulte $\alpha = 0.63$ et $a^2 \cdot b = 0.0085$ (Dorofeev, 2011).

En ce qui concerne la détermination de x et de y, il convient de déterminer l'effet des obstacles dans la première équation de V_f (équation 1-29). Cela passe par les paramètres $y.x^{-1}$ et $R_f.x^{-1}$. Le premier est proportionnel à la racine carré de la surface obstruée orthogonale à la trajectoire de la flamme ou bien à la racine cubique du rapport de blocage volumique (VBR). Le second est quant à lui défini par le nombre de rangées d'obstacles présents dans le passage de la flamme. Ainsi deux définitions de niveau de congestion sont possibles : la première se base sur le nombre de rangées d'obstacles présentes dans le passage de la flamme. La taille du nuage sera donc à prendre en compte et pourra modifier la vision de la congestion à type d'obstacle identique. Ensuite, la seconde est basée sur la nature de l'obstruction à savoir les dimensions des obstacles ainsi que l'espace qui les sépare. Suivant cette définition, la taille du nuage n'est pas à considérer.

Cela en fait la méthode la plus pratique. Elle rejoint celle décrite dans les travaux de Pierorazio et al. (2005) relative à la méthode BST, présentée par la suite.

Les trois niveaux d'obstruction définis par l'auteur suivant cette définition sont :

- Faible obstruction : définie par un VBR < 2 % et un espace inter obstacles > 2 m. Dans ce cas $y.x^{-1} = 0.25$ et x = 4 m.
- Obstruction moyenne : 2 % < VBR < 6 % et un espace inter obstacles allant de 0.5 à 2 m. Ici, $y.x^{-1} = 0.33$ et x = 1 m.
- Obstruction élevée : VBR > 6 % et des obstacles séparés de moins de 0.5 m. Cette configuration est représentée par $y.x^{-1} = 0.5$ et x = 0.25 m.

L'expansion des gaz brûlés qui agit comme un piston est très importante pour le phénomène d'accélération de flamme car c'est l'expansion qui mène au plissement du front de flamme et à la turbulence. Néanmoins, le rapport d'expansion σ est surestimé dans certaines situations. En effet, il faut tenir compte d'une perte d'expansion qui se caractérise par l'utilisation d'un nouveau coefficient σ_{eff}. Cette grandeur dépend de la relation entre la surface de flamme et la surface à travers laquelle circulent réellement les gaz brûlés.

(b) Calcul des paramètres de l'onde de pression

Connaissant la vitesse de flamme, il convient maintenant de déterminer les paramètres de l'explosion. Le modèle décrit ici est celui issu de Dorofeev (1995).

La surpression maximale et l'impulsion sont calculées en fonction de la distance R du point d'allumage. Ces trois grandeurs sont adimensionnées comme suit :

$$\overline{R} = \frac{R}{\left(\frac{E}{P_0}\right)^{\frac{1}{3}}} \qquad 1\text{-}32$$

Avec : - $\overline{R}$: distance réduite entre le capteur de pression et le centre d'amorçage (-)

- R : distance entre le capteur de pression et le centre d'amorçage (m)

- E : energie du nuage combustible (J)

- P_0 : pression atmosphérique (Pa)

$$\overline{\Delta P_{max}} = \frac{\Delta P_{max}}{P_0} \qquad 1\text{-}33$$

Avec : - $\overline{\Delta P_{max}}$: surpression maximale réduite (-)

- ΔP_{max} : surpression maximale (Pa)

- P_0 : pression atmosphérique (Pa)

$$\overline{I^+} = \frac{c_0 \cdot I^+}{P_0^{\frac{2}{3}} \cdot E^{\frac{1}{3}}} \qquad 1\text{-}34$$

Avec : - $\overline{I^+}$: impulsion positive réduite (-)

- c_0 : célérité du son dans l'air ($m.s^{-1}$)

- I^+ : impulsion positive (Pa.s)

- P_0 : pression atmosphérique (Pa)

- E : énergie du nuage de combustible (J)

Ainsi, les relations unissant les grandeurs que sont la surpression et l'impulsion adimensionnées avec la distance adimensionnée et la vitesse de flamme sont :

$$\overline{\Delta P_{max}} = \min\left(\overline{\Delta P_1}, \overline{\Delta P_2}\right) \qquad \overline{I^+} = \min\left(\overline{I_1^+}, \overline{I_2^+}\right) \tag{1-35}$$

Où :

$$\overline{\Delta P_1} = \frac{0.34}{(\overline{R})^{\frac{4}{3}}} + \frac{0.062}{(\overline{R})^2} + \frac{0.0033}{(\overline{R})^3} \tag{1-36}$$

$$\overline{\Delta P_2} = \frac{V_f^2}{c_0^2} \cdot \frac{\sigma - 1}{\sigma} \cdot \left[\frac{0.83}{\overline{R}} - \frac{0.14}{(\overline{R})^2}\right] \tag{1-37}$$

$$\overline{I_1^+} = \frac{0.0353}{(\overline{R})^{0.968}} \tag{1-38}$$

$$\overline{I_2^+} = \frac{V_f}{c_0} \cdot \frac{\sigma - 1}{\sigma} \cdot \left(1 - 0.4 \cdot \frac{V_f}{c_0} \cdot \frac{\sigma - 1}{\sigma}\right) \cdot \left[\frac{0.06}{\overline{R}} + \frac{0.04}{(\overline{R})^2} - \frac{0.0025}{(R)^3}\right] \tag{1-39}$$

Avec : - $\overline{\Delta P_{max}}$: surpression maximale réduite (-)

- $\overline{\Delta P_1}$, $\overline{\Delta P_2}$: expressions de surpression réduite dans le modèle de (Dorofeev, 1995) (-)

- $\overline{I^+}$: impulsion positive réduite (-)

- $\overline{I_1^+}$, $\overline{I_2^+}$: expressions d'impulsion positive réduite dans le modèle de (Dorofeev, 1995) (-)

- $\overline{R}$: distance réduite entre le point de mesure et l'amorçage (-)

- V_f : vitesse apparente de flamme ($m.s^{-1}$)

- c_0 : vitesse du son dans l'air ($m.s^{-1}$)

- σ : coefficient d'expansion (-)

Les équations (1-36) à (1-39) sont valables dans le cas d'une explosion aérienne. Pour les utiliser dans le cadre d'une explosion au sol, il convient de doubler la valeur de l'énergie d'explosion E.

Le domaine d'application de cette méthode est :

$$0.33 < \overline{R} < 3.77 \quad \text{et} \quad V_f \leq 500\ \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$$

Avec : - $\overline{R}$: distance adimensionnée de l'observateur par rapport à la source d'amorçage (-)

- V_f : vitesse apparente de flamme ($m.s^{-1}$)

Dorofeev (1991) a validé les expressions de $\overline{\Delta P_2}$ et de $\overline{I_2^+}$ pour des vitesses inférieures à 300 $m.s^{-1}$.

(c) Validation du modèle en configuration non obstruée

Une validation expérimentale plus complète a été menée avec les travaux de Gostintsev et al. (1988). Ils comportent des résultats pour des mélanges d'acétylène, d'hydrogène, d'éthylène, de propane et de méthane dans l'air ou l'oxygène dont les rayons de charge initiale varient entre 0.3 et 10 m.

Dans cette publication, la vitesse de flamme est définie pour σ = 8 par la relation :

$$V_f = 0.4 \cdot S_L^{\frac{4}{3}} \cdot \chi^{-\frac{1}{3}} \cdot R^{\frac{1}{3}}, \text{ avec } \chi = \frac{\lambda}{\rho_f \cdot c_{tm}} \qquad 1\text{-}40$$

Avec : - V_f : vitesse apparente de flamme ($m.s^{-1}$)

- S_L : vitesse laminaire de flamme ($m.s^{-1}$)

- χ : diffusivité thermique des gaz frais ($m^2.s^{-1}$)

- R : distance de l'observateur par rapport à l'amorçage (m)

- λ : conductivité thermique ($W.m^{-1}.K^{-1}$)

- ρ_f : masse volumique des gaz frais ($kg.m^{-3}$)

- c_{tm} : capacité thermique massique des gaz frais ($J.kg^{-1}.K^{-1}$)

En réorganisant l'expression de la vitesse de flamme donnée par Dorofeev en champ libre (équation 1-31) et en utilisant la relation : $\delta = \frac{\chi}{S_L}$, la relation suivante est obtenue :

$$V_f = 0.47 \cdot S_L^{\frac{4}{3}} \cdot \chi^{-\frac{1}{3}} \cdot R^{\frac{1}{3}} \qquad 1\text{-}41$$

Avec : - V_f : vitesse apparente de flamme ($m.s^{-1}$)

- S_L : vitesse laminaire de flamme ($m.s^{-1}$)

- χ : diffusivité thermique des gaz frais ($m^2.s^{-1}$)

- R : distance de l'observateur par rapport à l'amorçage (m)

Les deux expressions (1-40) et (1-41) apparaissent similaires à ceci près que la première résulte d'un raisonnement empirique alors que la seconde est le fruit d'un travail semi-analytique.

Ensuite, le modèle a été éprouvé avec les données expérimentales issues de MERGE pour des mélanges CH_4/air et C_3H_8/air et du Fraunhofer Institut pour un mélange H_2/air. Une bonne corrélation a été observée.

Ainsi un écart de 50 % a été relevé dans la comparaison modèle/essais MERGE. Cela peut être considéré comme correct par l'auteur (Dorofeev, 2007).

Les points positifs sont que ce taux a été constaté pour une large plage de surpressions (6 kPa – 300 kPa) pour des combustibles différents (H_2, CH_4 et C_3H_8) et enfin que les seules entrées du modèle sont des propriétés élémentaires des gaz (vitesse laminaire de flamme, diffusivité thermique et rapport d'expansion).

1.3. Méthodes prédictives

Les méthodes prédictives permettent de déterminer les effets d'une explosion sans connaître avec précision les paramètres physiques et/ou environnementaux d'une explosion. Elles sont largement employées pour la prédiction des effets d'une explosion dans le cadre des politiques de management des risques industriels. La méthode la plus répandue est la méthode TNT. Elle permet de prédire les effets d'une explosion en calculant la masse de TNT équivalente aux réactifs mis en jeu à partir des énergies de combustion. Ainsi, l'explosion est considérée ayant le même comportement qu'un explosif condensé. Un seul jeu de courbe correspondant à cette configuration est proposé. Cette hypothèse simplificatrice limite l'application du modèle pour les explosions de gaz au seul cas de la détonation. Pour une déflagration, deux méthodes existent : la méthode multi - énergie et la méthode Baker - Strehlow - Tang.

1.3.1 Méthode Multi-Energie

La méthode multi-énergie a été développée par Van den Berg et publiée pour la première fois en 1985. Le modèle part de l'hypothèse d'une explosion à symétrie hémisphérique à vitesse constante. Les effets de pression peuvent donc être calculés pour une vitesse de flamme donnée grâce au modèle analytique d'explosion de gaz à vitesse constante. Ainsi, à partir de simulations effectuées avec un code CFD, des courbes d'évolution de la surpression en fonction d'une distance réduite $\bar{R}$ (équation (1-32)) ont été calculées. Au total 10 courbes ont été établies. A chacune d'elle un indice de criticité est associé. Chacune de ces courbes est le résultat d'un calcul avec une vitesse de flamme différente. Les courbes ont été établies pour deux paramètres : la surpression maximale ΔP_{max} et la durée de phase positive réduite $\overline{t_+}$. La durée de phase positive réduite est l'expression adimensionnée de la durée de phase positive obtenue par la relation (1-42).

$$\overline{t^+} = \frac{t^+ \cdot c_0}{\left(\frac{E}{P_0}\right)^{\frac{1}{3}}} \qquad 1\text{-}42$$

Avec : - $\overline{t^+}$: temps d'arrivée réduit (-)

- t_a : temps d'arrivée (s)

- c_0 : célérité du son dans l'air ($m.s^{-1}$)

- E : énergie du nuage (J)

- P_0 : pression atmosphérique (Pa)

La surpression et la durée de phase positive réduite sont respectivement tracées Figure 8 et Figure 9 en fonction de la distance réduite de l'amorçage $\overline{R}$ (équation (1-32)).

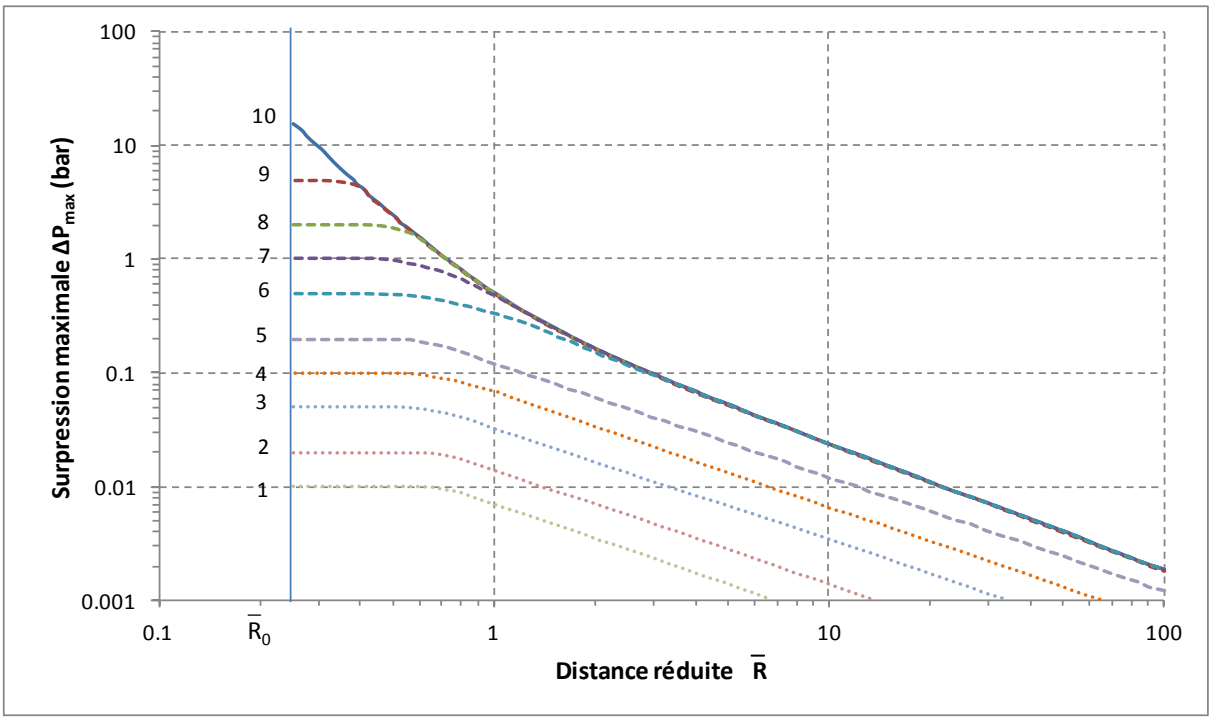


Figure 8 : Surpression maximale en fonction de la distance réduite de l'amorçage pour chacun des niveaux de criticité de la méthode multi-énergie.

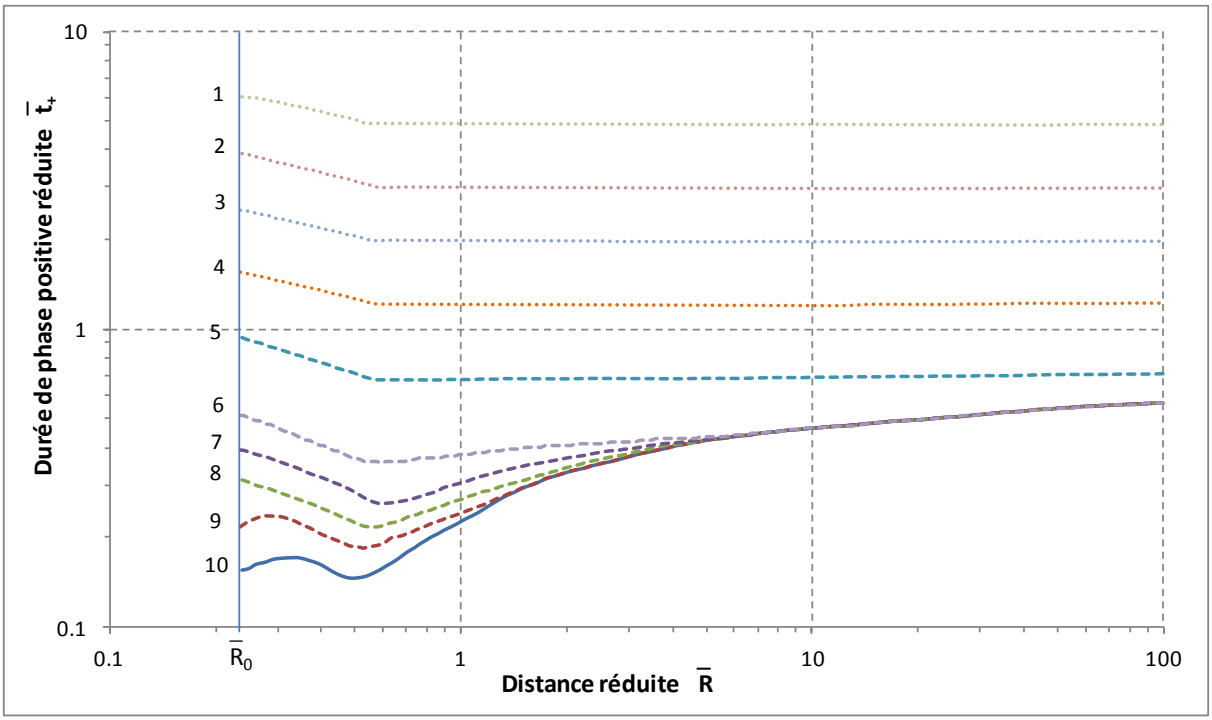


Figure 9 : Durée de phase positive réduite en fonction de la distance réduite de l'amorçage pour chacun des niveaux de criticité de la méthode multi-énergie.

A partir de ces données, appliquer le modèle consiste à associer un indice de criticité au cas d'explosion considéré. Cette association reste à l'appréciation de celui qui applique le modèle. Néanmoins certains guides sont disponibles. Parmi ces derniers, Kinsella (1993) propose une matrice de criticité en se basant sur des accidents ayant eu lieu dans le passé. Sa matrice détermine le choix de l'indice de sévérité en fonction de 3 paramètres de l'explosion : l'énergie d'inflammation, le degré d'encombrement et le degré de confinement.

Energie d'inflammation		Degré d'encombrement			Confinement		Indice
Faible	Forte	Fort	Faible	Inexistant	Présent	Inexistant	
	X	X			X		7 – 10
	X	X				X	7 – 10
X		X			X		5 – 7
	X		X		X		5 – 7
	X		X			X	4 – 6
	X			X	X		4 – 6
X		X				X	4 – 5
	X			X		X	4 – 5
X			X		X		3 – 5
X			X			X	2 – 3
X				X	X		1 – 2
X				X		X	1

Tableau 3 : Méthode de Kinsella (1993) pour le choix de l'indice de criticité pour la méthode multi-énergie.

Les critères de la matrice représentée au Tableau 3 sont purement qualitatifs. Cependant l'auteur donne des précisions afin de caractériser les trois paramètres utilisés.

Ainsi, une forte énergie d'activation est associée à un amorçage par une explosion confinée. Un amorçage faible est considéré dans les cas d'apport thermique de faible énergie.

Un encombrement fort est caractérisé par un rapport volumique de blocage (VBR) supérieur à 30 % et un pitch (distance entre deux obstacles consécutifs) inférieur ou égal à 3 m. L'encombrement est considéré comme faible dans le cas contraire.

Enfin, un confinement est présent si et seulement si au minimum 2 surfaces solides composent ce dernier. Ainsi, la présence du sol seule n'est pas considérée comme constitutive d'un confinement.

Malgré ces précisions, la faiblesse de ce modèle reste principalement le choix de l'indice qui ne repose pas sur des critères quantitatifs précis.

1.3.2 Méthode Baker-Strehlow-Tang (BST)

A l'image de la méthode multi-énergie, la méthode Baker – Strehlow – Tang (BST) publiée pour la première fois par Baker (1996), utilise des courbes adimensionnées de référence pour prédire le chargement induit par l'explosion. Une courbe de référence est associée à une vitesse de flamme caractérisée par son nombre de Mach. Ainsi, pour chaque vitesse de flamme, les courbes de pression et d'impulsion peuvent être calculées numériquement.

Les courbes de références qui ont été retenues pour la méthode BST sont celles de Strehlow (1979) puisque ces dernières se basent sur les vitesses de flamme.

Ces dernières concernent la surpression maximale et l'impulsion positive, toutes deux adimensionnées avec les relations (1-33) et (1-34). Elles sont tracées en fonction de la distance normalisée suivant la relation (1-32).

Les courbes de Strehlow (1979) ont connu par la suite quelques modifications notamment par le concours de Tang (1999). La principale amélioration est la labellisation des courbes par la vitesse de flamme en nombre de Mach relatif à un observateur fixe (système de coordonnées eulérien) noté ici M_f, au lieu de la vitesse en coordonnées lagrangiennes.

Les courbes ainsi obtenues concernent plusieurs paramètres : les pressions relatives positives et négatives, les impulsions positives et négatives, le temps d'arrivée de l'onde et la vitesse maximale atteinte par la flamme. Les courbes de surpression, d'impulsion positive, de temps d'arrivée et de vitesse de flamme sont représentées Figure 10 à Figure 13. Toutes les courbes sont tracées pour des valeurs adimensionnées. La surpression et l'impulsion sont obtenues respectivement avec les équations (1-33) et (1-34). Le temps d'arrivée adimensionné est calculé avec l'expression :

$$\overline{t_a} = \frac{c_0 \cdot t_a}{\left(\frac{E}{P_0}\right)^{\frac{1}{3}}} \qquad 1\text{-}43$$

Avec : - $\overline{t_a}$: temps d'arrivée de l'onde de pression adimensionné (-)

- c_0 : vitesse de son dans l'air ($m.s^{-1}$)

- t_a : temps d'arrivée de l'onde de pression (s)

- E : énergie dégagée par la combustion du volume de gaz (J)

- P_0 : pression atmosphérique (Pa)

La vitesse de flamme est quant à elle pondérée par la vitesse du son dans l'air.

Ces nouvelles courbes ont pu être validées par des résultats expérimentaux, ce qui n'a pas été le cas avec les premières courbes de Strehlow (1979).

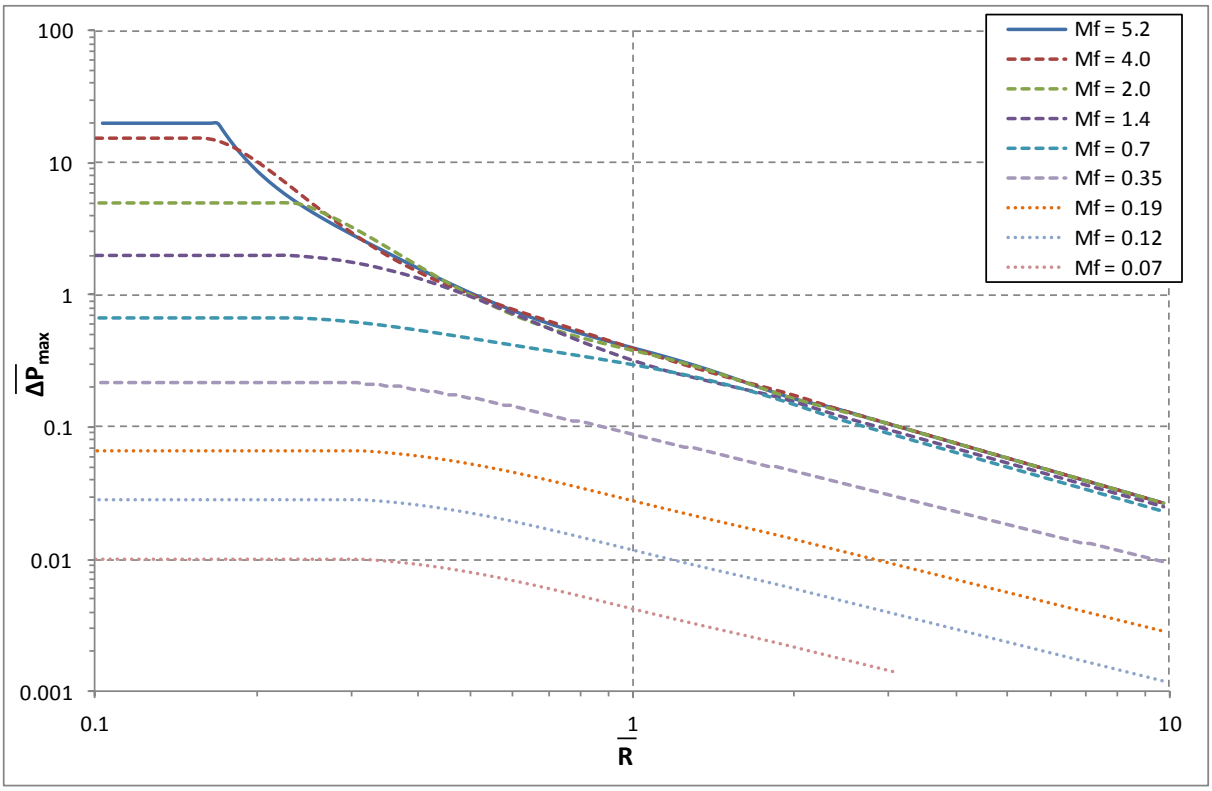


Figure 10 : Surpression positive adimensionnée en fonction de la distance adimensionnée et des vitesses maximales de flamme.

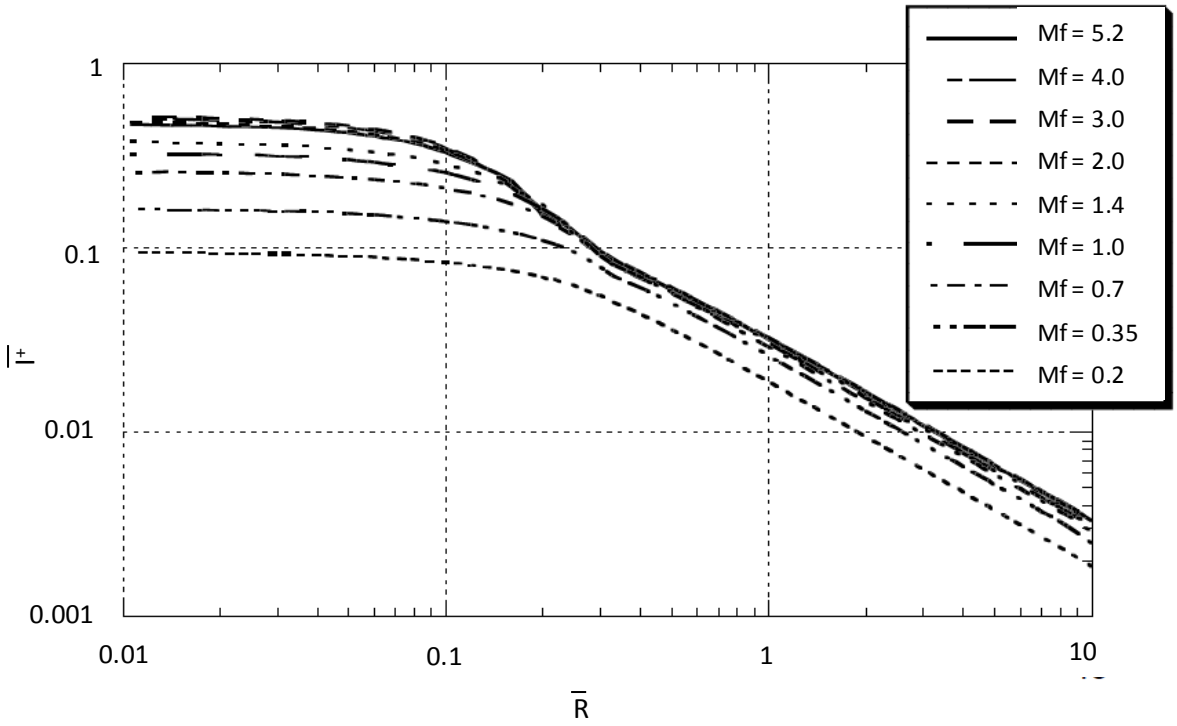


Figure 11 : Impulsion positive adimensionnée en fonction de la distance adimensionnée et des vitesses maximales de flamme (source : Tang, 1999).

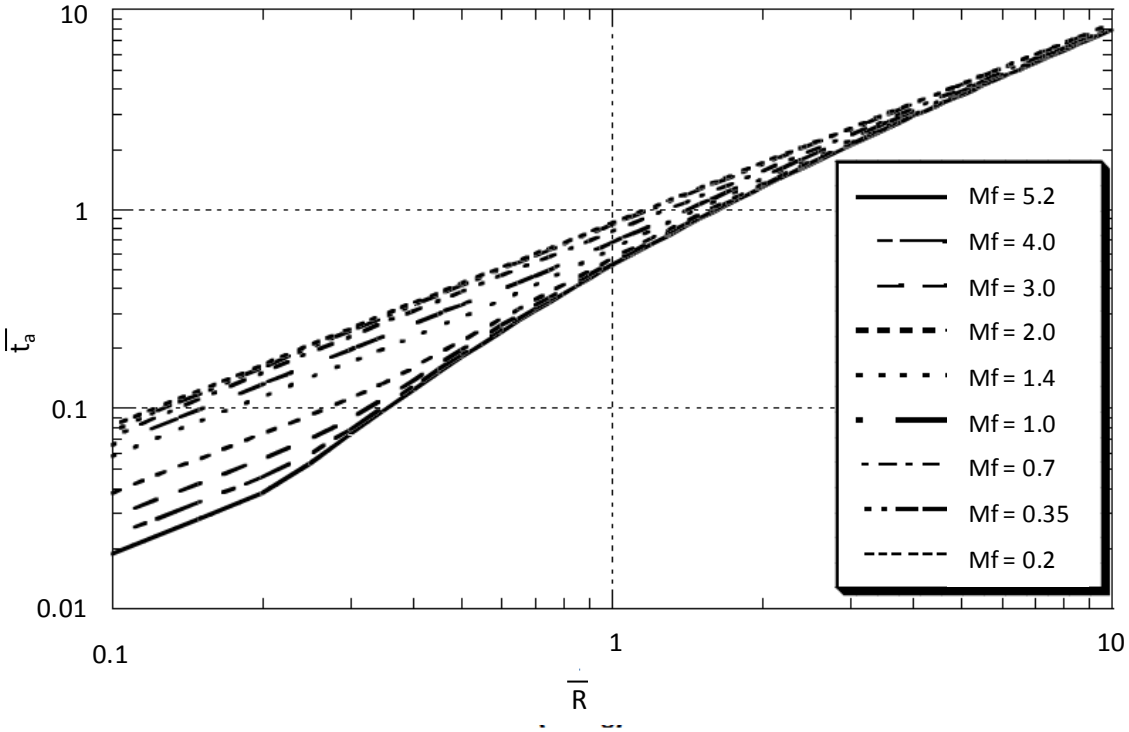


Figure 12 : Temps d'arrivée adimensionné en fonction de la distance adimensionnée et des vitesses maximales de flamme (source : Tang, 1999).

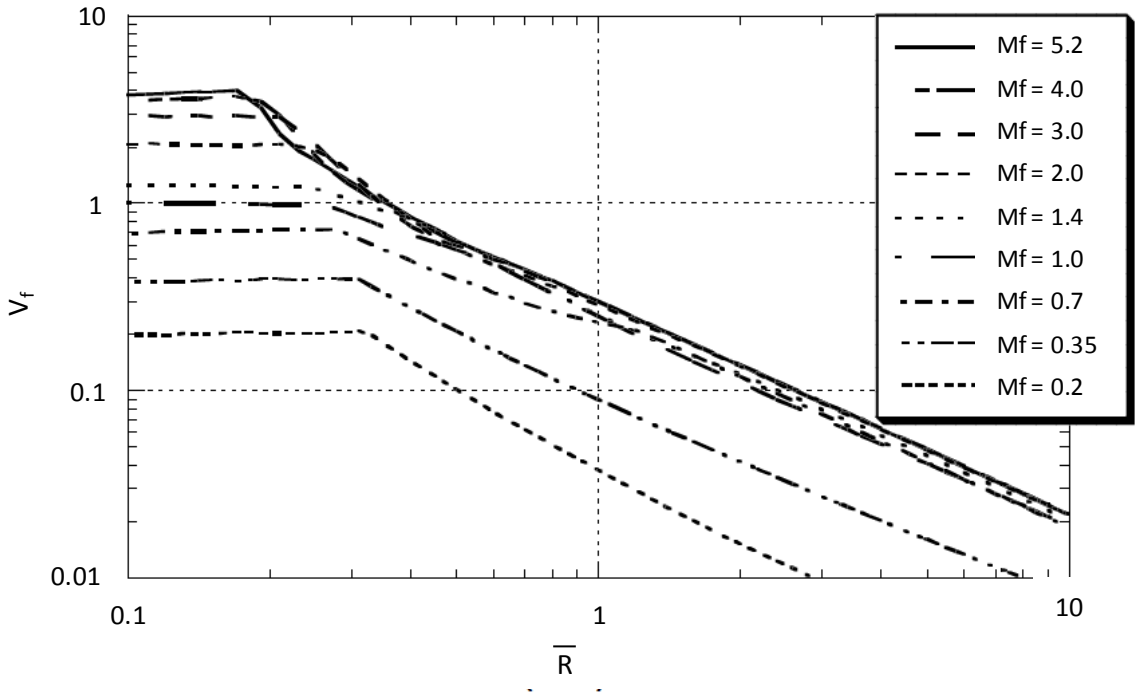


Figure 13 : Vitesse de flamme adimensionnée en fonction de la distance adimensionnée et des vitesses maximales de flamme (source : Tang, 1999).

La première observation concernant les Figure 10 à Figure 13 est la convergence des courbes associées aux cas de détonations et déflagrations rapides (M_f > 0.7) pour tous les paramètres de l'onde étudiés (surpressions, impulsion positive, temps d'arrivée et vitesse de flamme). Cette convergence est atteinte à l'extérieur du nuage de gaz. A l'intérieur du nuage, les valeurs prises par les courbes sont quant à elles globalement uniformes.

A contrario de ces cas de flammes soniques ou supersoniques, les courbes ne convergent pas en régime largement subsonique (M_f < 0.7). Dans ce cas, la vitesse de propagation a une grande influence sur les paramètres de l'onde, que ce soit à l'intérieur ou à l'extérieur du volume de gaz initial. Le fait que les courbes soient parallèles dans leur décroissance indique que les ondes de pression produites par des flammes subsoniques suivent une loi de décroissance acoustique qui n'est pas affectée par la vitesse de flamme.

Les courbes présentées Figure 10 à Figure 13 montrent l'évolution de paramètres de l'onde de pression pour différentes vitesses maximales de flamme. Cela rend l'application du modèle aisée si et seulement si la vitesse de flamme est connue. Dans le cas contraire, des guides sont disponibles pour estimer la vitesse de flamme en fonction des certaines caractéristiques de l'explosion.

Le premier a été publié par Baker et al. (1996). Néanmoins ce guide ne se basait que sur des résultats à petite échelle. Il a été mis à jour par Pierorazio et al. (2005) en prenant en compte des résultats à moyenne échelle obtenus par l'auteur. La matrice ainsi obtenue (Tableau 4) présente les vitesses de flamme exprimées en nombre de Mach pour divers niveaux d'obstruction, de réactivité de mélange et pour des confinements 2-D, 2.5 D et 3D.

Confinement	Réactivité	Niveau d'obstruction		
		Faible	Moyen	Elevé
2-D	Haute	0.59	DDT	DDT
	Moyenne	0.47	0.66	1.6
	Faible	0.079	0.47	0.66
2.5-D	Haute	0.47	DDT	DDT
	Moyenne	0.29	0.55	1.0
	Faible	0.053	0.35	0.50
3-D	Haute	0.36	DDT	DDT
	Moyenne	0.11	0.44	0.50
	Faible	0.026	0.23	0.34

Tableau 4 : Influence du confinement et de la réactivité du gaz sur la vitesse de flamme exprimée en nombre de Mach (Pierorazio et al., 2005).

L'effet du confinement sur la vitesse de flamme est bien visible sur le Tableau 4. Lorsqu'une flamme est libre de se propager dans les 3 dimensions (de manière sphérique ou hémisphérique), la surface de flamme augmente suivant le carré de la distance du point d'allumage. Néanmoins, les vitesses d'écoulement sont faibles et les perturbations induites par les obstacles sur le champ d'écoulement sont réduites. De plus, l'influence de ces perturbations sur la vitesse de flamme est limitée (une partie seulement de la surface de flamme est affectée).

Ensuite, dans le cas d'une propagation bidimensionnelle, la surface de flamme est proportionnelle à la distance du point d'allumage. Les perturbations seront plus importantes car les déformations sur la flamme seront plus prononcées.

Le confinement 2.5D correspond à un cas de figure où le confinement serait engendré par des panneaux de faible résistance ou par une paroi non pleine (ex : rangée de tuyaux presque joints). Les valeurs assignées à cette configuration sont une moyenne du 2-D et du 3-D. Il a été intégré par Baker et al. (1998). Cette catégorie a été mise en place pour faire face au dilemme que peut représenter le choix entre une configuration 3-D et 2-D et de la portée de ce choix sur la vitesse de flamme.

En ce qui concerne l'évaluation de l'obstruction, le paramètre est difficile à estimer. En effet, les essais ont été réalisés à partir de configurations obstruées dont les obstacles avaient tous les mêmes dimensions avec un espacement constant. Or dans la réalité industrielle, les obstacles sont de plusieurs types et espacés de façon hétérogène (sauf pour les pipe rack). La solution qui a été apportée est de classer l'obstruction en trois catégories au même titre que la réactivité du combustible qui sont :

- Faible : VBR < 10 % sur une couche d'obstacles et une à deux couches présentes et bien espacées,
- Haute : VBR > 40 % sur une couche d'obstacles et plus de 3 couches présentes et faiblement espacées,
- Moyenne : Valable pour toutes les autres configurations.

Enfin, la réactivité du mélange est classée en trois catégories : faible, moyenne, haute suivant les recommandations du TNO (Zeeuwen et al., 1978). Le méthane et le monoxyde de carbone sont les deux seuls réactifs considérés comme de faible réactivité. Au contraire, l'hydrogène, l'acétylène,

l'éthylène, l'oxyde d'éthylène et l'oxyde de propylène sont les seuls à entrer dans la catégorie de grande réactivité. Tous les autres combustibles sont par conséquent catalogués comme étant de réactivité moyenne.

1.4. Conclusion du chapitre

L'étude bibliographique a mis en évidence la bonne connaissance de la propagation d'une flamme en champ libre. Le modèle du piston sphérique permet de connaitre le champ des pressions et le champ des vitesses de flamme consécutifs à l'explosion. Dans le cas de l'hydrogène, la vitesse fondamentale de flamme a fait l'objet de beaucoup de travaux et est évaluée pour un grand nombre de composition de mélanges.

Dans le cas d'une configuration obstruée, la flamme accélère par l'augmentation des instabilités générées en son sein. Le modèle de piston sphérique n'est plus explicitement applicable puisque ce dernier n'est validé que pour des flammes évoluant à vitesse constante ou spontanément accélérées.

La modélisation est dans ce cas réalisée par le biais de modèles empiriques ou analytiques qui prennent en compte dans leur formulation à la fois les caractéristiques du mélange combustible mais aussi les paramètres géométriques liés au champ d'obstacles.

Enfin, les méthodes multi-énergie et Baker – Strehlow – Tang (BST) permettent, en s'appuyant sur des jeux de courbes déterminées numériquement, de prédire certains paramètres de l'onde de pression comme la surpression maximale ou l'impulsion positive dans une configuration donnée. À chaque configuration correspond une courbe par paramètre d'étude. La courbe peut être caractérisée soit par un indice de criticité dans le cas de la méthode multi – énergie, soit par une vitesse de flamme exprimée en nombre de Mach pour la méthode BST. Le choix de l'indice ou de la vitesse de flamme peut être facilité par des guides estimant ces éléments en fonction des données de l'explosion (réactivité du mélange, obstruction ou confinement par exemple). Le principal avantage de la méthode BST par rapport à la méthode multi – énergie est la correspondance des courbes de référence avec une grandeur quantifiable de vitesse de flamme et non avec un indice à déterminer arbitrairement en s'aidant, au besoin, de méthodes de choix d'indice (Kinsella, 1993). Si la vitesse de flamme n'est pas connue, il est toujours possible de l'estimer, notamment grâce aux travaux de Pierorazio et al. (2005).

Chapitre 2. Elaboration du dispositif d'accélération de flamme

2.1. Démarche générale

Dans le cadre de l'étude paramétrique de l'effet protecteur associé à une barrière physique, une onde de pression est obtenue en générant une déflagration. Le signal de pression est enregistré et ses caractéristiques sont analysées. L'influence de la barrière est caractérisée par l'impact de sa présence sur les caractéristiques de l'onde de pression.

Les travaux de Mélani (2010) ont montré que la vitesse maximale de flamme apparente mesurée en champ libre pour un mélange hydrogène-air stœchiométrique est de l'ordre de 14.7 $m.s^{-1}$. La surpression associée mesurée à 0.12 m de l'amorçage s'élève à 6.5 mbar. Ces niveaux sont trop faibles pour être détectés derrière une barrière de protection. Ainsi, il est nécessaire d'accélérer la flamme pour générer une onde de tête (onde de pression) ayant une amplitude de surpression plus importante. Comme illustré au chapitre bibliographique, un moyen d'obtenir ce résultat est d'obstruer le dispositif expérimental.

L'objectif fixé est d'augmenter la vitesse de flamme jusqu'à des valeurs légèrement supersoniques pour atteindre une amplitude d'onde plus importante sans transiter en détonation. L'obstruction a donc été augmentée progressivement jusqu'à atteindre cet objectif.

La forme de l'enceinte dans laquelle vont être placés les obstacles a été choisie cylindrique. Ce choix de forme est motivé par la volonté de travailler dans des conditions d'axi-symétrie afin de faciliter la réalisation de simulations numériques prévues dans le cadre du projet BARPPRO par les partenaires industriels.

2.2. Configuration expérimentale

2.2.1 Support des expérimentations

Les essais expérimentaux sont réalisés sur une table en ©Trespa blanc de dimension 2.85 m $\times$ 1.32 m (Figure 14). Sur ce banc expérimental sont placés deux électrodes. Elles sont localisées sur sa médiane dans le sens de la longueur (0.66 m du bord large) et à 0.93 m du bord étroit (Figure 14).

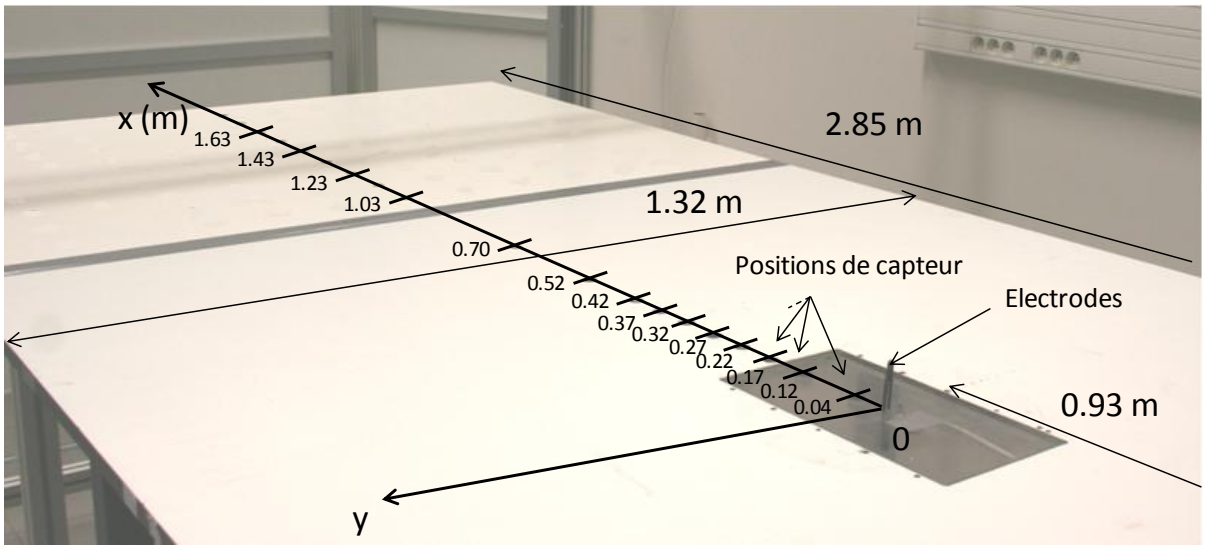


Figure 14 : Table d'expérimentations avec représentation du système de coordonnées et des cotes des principaux emplacements de capteur.

2.2.2 Dispositifs de mesure

2.2.2.1 Capteurs de pression

Lors des essais, deux données sont mesurées : l'historique de la pression et la propagation de la flamme consécutive de la déflagration. Les mesures de pression sont réalisées à l'aide de capteurs de plusieurs types :

- Capteurs piézoélectriques
  - PCB 113B21 : plage de mesures 0 - 13.79 bar
  - PCB 113B26 : plage de mesures 0 – 3.45 bar
- Microphones
  - B&K 4941-A11 : plage de mesures 0 - 0.316 bar
  - B&K 4938-A11 : plage de mesure 0 - 0.080 bar

La variabilité des plages de mesure permet de mesurer chaque surpression avec le capteur adéquat. De ce fait la précision des mesures est accrue et l'amplitude du bruit est minimisée. L'incertitude liée à la chaîne de mesure est de 1.5 %.

Les capteurs de pression sont localisés dans des emplacements de 18 mm de diamètre, alésés dans la table. Les perçages sont disposés suivant la direction x, à mi-distance du bord large de la table (Figure 14). Ils sont alignés avec les électrodes. Les cotes des alésages disponibles, à partir des électrodes sont, en mètre : 0.04, 0.12, 0.17, 0.22, 0.27, 0.32, 0.37, 0.42, 0.52 et 0.70 (Figure 14).

Les porte-capteurs sont réalisés en silicone. Leur rôle, en plus de la mise et du maintien en position du capteur dans l'alésage intérieur de diamètre 6 mm, est d'absorber une partie des vibrations se

propageant dans le banc expérimental lors des essais. Ces porte-capteurs sont mis en place affleurant la table afin de ne pas interagir avec la propagation de l'onde de pression.

Les signaux sont acquis avec une période d'échantillonnage de 7.63 µs.

2.2.2.2 Caméra haute vitesse

La deuxième donnée acquise lors des essais expérimentaux est la propagation de la flamme. Elle permet de quantifier la vitesse de la déflagration. Les images montrant la propagation de la flamme sont capturées par une caméra à prise d'image rapide de modèle Phantom V7. Au minimum 6688 images par seconde sont enregistrées par cette dernière et envoyées vers le poste de travail. Lors d'une prise de vue usuelle, la caméra est positionnée de telle manière à ce que la partie basse de l'image coïncide avec la table et que la partie haute soit supérieure au rayon maximal de flamme attendu. Cette dernière grandeur peut être estimée à l'aide de la relation (1-5) présentée au chapitre I. Ensuite, le cadrage horizontal peut être soit centré sur l'allumage afin d'étudier spatialement la progression de la flamme dans toutes les directions, soit focalisé sur le bord de la structure, à l'extrémité du champ d'obstacles afin de visualiser avec plus de précision la flamme se propageant à sa vitesse maximale.

Plusieurs paramètres de la caméra peuvent être modulés :

- l'ouverture de diaphragme : détermine la quantité de lumière entrant dans l'objectif.
- la résolution : établie le nombre de pixels constituant chaque image. La résolution maximale est de 800×600.
- le nombre d'images par seconde : correspond au nombre d'images capturées par l'appareil en une seconde. Elle dépend de la résolution paramétrée. Par exemple, à 800×600, au maximum 6688 images par seconde peuvent être capturées.
- le temps d'exposition : est relatif au temps pendant lequel les capteurs sont réceptifs au flux lumineux entrant. Cette durée ne peut pas être supérieure au pas de temps séparant la capture de deux images consécutives. Par exemple, à une vitesse de capture de 6688 images par seconde, le temps séparant chaque image est de 1/6688 s, c'est-à-dire 150 µs.

Ces paramètres doivent être réglés de façon à adapter la qualité et la quantité des données mesurées aux besoins.

La quantité d'information est déterminée conjointement par la résolution de l'image et par la vitesse de prise. Il a été précisé précédemment que le nombre d'images par seconde capturées est inversement proportionnel à leur résolution. L'objectif est donc de régler la résolution de telle manière à observer uniquement la zone de flamme essentielle à l'étude. De cette manière, il est possible d'avoir le plus grand nombre d'images à la seconde et donc le plus d'information possible. La résolution peut être abaissée dans plusieurs cas de figures. Par exemple, si une symétrie est observée lors de la propagation de flamme, le cadrage peut ainsi être réduit de moitié sans perdre d'information. De plus, si l'objectif est de déterminer le maximum de la vitesse de flamme, en sortie d'un champ d'obstacles par exemple, le cadrage peut encore être resserré sur cette zone de l'espace en particulier. Ainsi, pour atteindre une précision correcte dans le suivi de la propagation d'une

flamme qui se propage à la vitesse du son (340 $m.s^{-1}$) qui peut être quantifié par un point tous les centimètres de propagation, une fréquence d'acquisition de 34000 images par seconde est nécessaire. Cela montre l'importance de définir un cadrage se limitant à la seule zone d'étude nécessaire à l'acquisition des informations voulues.

Concernant la qualité de l'image, interviennent l'ouverture de diaphragme et le temps d'exposition. Il faut définir ces paramètres de telle manière à obtenir une image suffisamment lumineuse pour être exploitable sans pour autant saturer les capteurs de luminosité. Ces deux éléments sont complémentaires. En effet, il est fondamentalement possible de recevoir la même quantité de lumière en augmentant le débit entrant ou bien le temps d'acquisition. Néanmoins, comme il a été dit précédemment, le temps d'exposition maximal dans une configuration donnée est indexé sur la vitesse de capture, qui doit être maximisée dans notre cas. Ainsi, usuellement, l'ouverture est fixée très grande (f/1.2) afin de laisser une certaine liberté quant à la vitesse de capture.

Les deux prises de mesure, à savoir l'imagerie et les surpressions, se déclenchent automatiquement et au même instant que l'amorçage grâce à un dispositif de trigger commun.

Les données vidéo ainsi acquises sont traitées automatiquement par un programme réalisé sous Matlab dans le cadre de ces travaux. Son rôle principal est l'identification de la flamme sur les images recueillies lors des essais pour ainsi déterminer l'évolution du rayon de la flamme en fonction du temps et de calculer par dérivée la vitesse de flamme à chaque instant. L'architecture du programme est détaillée en Annexe 3.

La vitesse de flamme doit être calculée à partir de points du rayon de flamme déterminé en considérant certains points du front de flamme. Le choix de la position de ces points par rapport à l'amorçage nécessite d'étudier son influence sur les résultats obtenus en termes de rayon et de vitesse de flamme. Cette démarche est réalisée pour des configurations non obstruées et obstruées.

- <u>En configuration non obstruée</u>

Dans cette configuration, la turbulence de la flamme est faible. Ainsi, la vitesse de flamme évolue peu avec le temps. Dans une enceinte cylindrique de diamètre d_0 = 0.3 m et de hauteur h_0 = 0.1 m, deux positions d'amorçage sont considérées. La position d'amorçage à mi-hauteur utilisée lors des essais expérimentaux avec ou sans barrière de protection est confrontée à un amorçage réalisé au niveau du sol (Figure 15).

Ici, le rayon de flamme est défini par la distance entre le centre d'amorçage et le front de flamme. La position du front de flamme dans une direction donnée, par rapport au centre d'amorçage, est déterminée à partir d'un échantillon de 9 points compris dans un intervalle angulaire γ = 10°. L'amplitude de l'intervalle de 10° permet d'être suffisamment restreint pour décrire une direction particulière, définie par sa bissectrice, tout en étant suffisamment large pour ne pas prendre en compte les particularités localisées de la flamme. La valeur du rayon de flamme est obtenue en moyennant les distances calculées pour les 9 points de l'échantillon. Dans ce calcul, l'écart relatif entre les différentes valeurs de rayons moyennées est inférieur à 5 %.

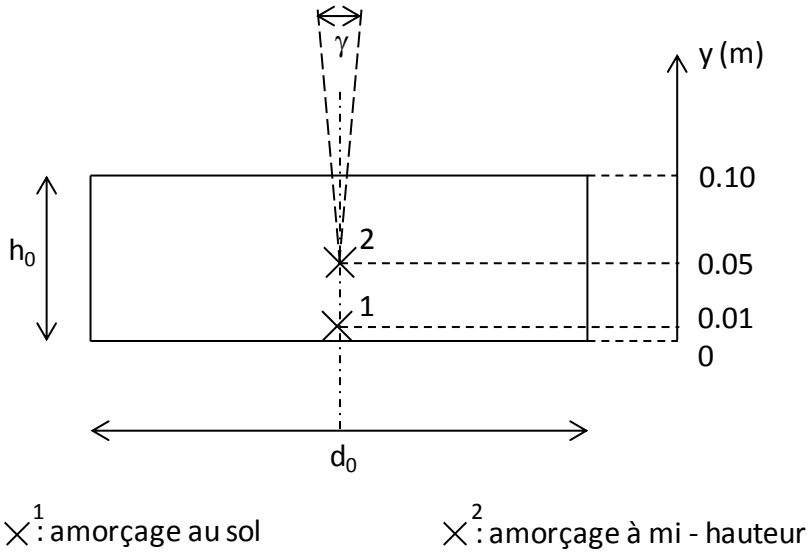


Figure 15 : Position des points d'amorçage au sol et à mi – hauteur de la structure. Intervalle angulaire γ = 10° pour le calcul du rayon de flamme dans la direction verticale pour un amorçage centré (d_0 = 0.3 m, h_0 = 0.1 m).

Dans le cas du calcul du rayon de flamme dans la direction verticale, l'intervalle angulaire γ prend comme origine le centre d'amorçage et sa bissectrice est dirigée verticalement vers le haut du dispositif (Figure 15 dans le cas d'un amorçage centré). De la même manière, le calcul du rayon de flamme dans la direction horizontale est effectué à partir de points du front de flamme contenu dans un intervalle angulaire dont la bissectrice est dirigée horizontalement.

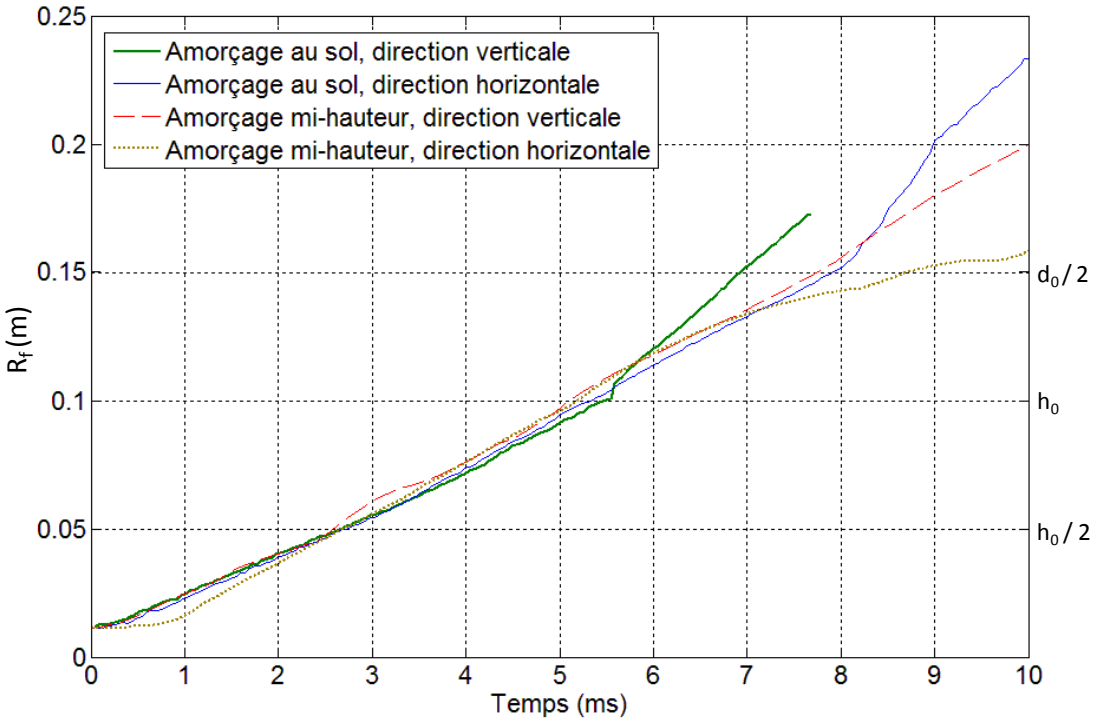


Figure 16 : Rayon de flamme en fonction du temps dans une structure cylindrique (d_0 = 0.3 m, h_0 = 0.1 m) pour un mélange hydrogène/air stœchiométrique avec amorçage au niveau du sol ou à mi-hauteur (0.05 m).

Dans le cas d'une configuration non obstruée, plusieurs observations peuvent être faites concernant l'évolution du rayon de flamme en fonction du temps (Figure 16) :

- tant que le front de flamme n'a pas atteint la hauteur de la structure, h_0, la flamme se propage de manière isotrope, quelle que soit la position d'amorçage (Figure 17). Au-delà, la pente d'évolution du rayon augmente légèrement. Cela peut s'expliquer par la rupture du film plastique et la libération de la flamme qui l'accompagne.

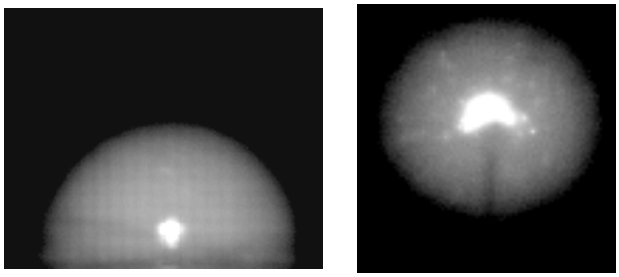


Figure 17 : Position de la flamme en configuration non obstruée pour un amorçage au sol (à gauche) et un amorçage à mi-hauteur (à droite), (t = 3.48 ms).

- pour un amorçage au sol, suivant la direction horizontale ou pour un amorçage en hauteur, le chemin suivi par la flamme reste isotrope sur une distance avoisinant le rayon du cylindre (d_0 / 2).

- au-delà, le caractère non isotrope de la propagation de la flamme apparaît nettement. La flamme accélère suivant la verticale (Figure 18). L'expansion des gaz brûlés est donc facilitée dans cette même direction. Dans le cas d'un milieu obstrué, le front de flamme se propage donc à vitesse constante et de façon sphérique. De plus, la position de l'amorçage, parmi les deux considérées, n'a pas d'influence sur la propagation du front de flamme tant que la flamme n'atteint pas la limite du domaine.

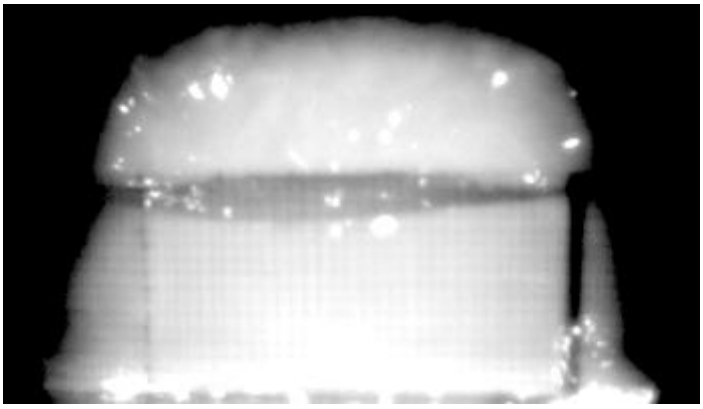


Figure 18 : Position de la flamme en configuration non obstruée, amorçage au sol (t = 7.85 ms).

- <u>En configuration obstruée</u> :

Dans le cas d'un milieu obstrué, la flamme est accélérée lors de sa propagation. La sphéricité de la flamme est analysée en comparant le rayon de flamme obtenu dans plusieurs directions de propagation depuis le centre d'amorçage. Les directions sont définies par l'angle qu'elles forment avec l'axe horizontal passant par le centre d'amorçage. Dans le cas d'une configuration cylindrique

(d_0 = 0.3 m, h_0 = 0.1 m) obstruée par 89 couches d'obstacles et pour un amorçage à mi - hauteur, ces directions sont représentées Figure 19.

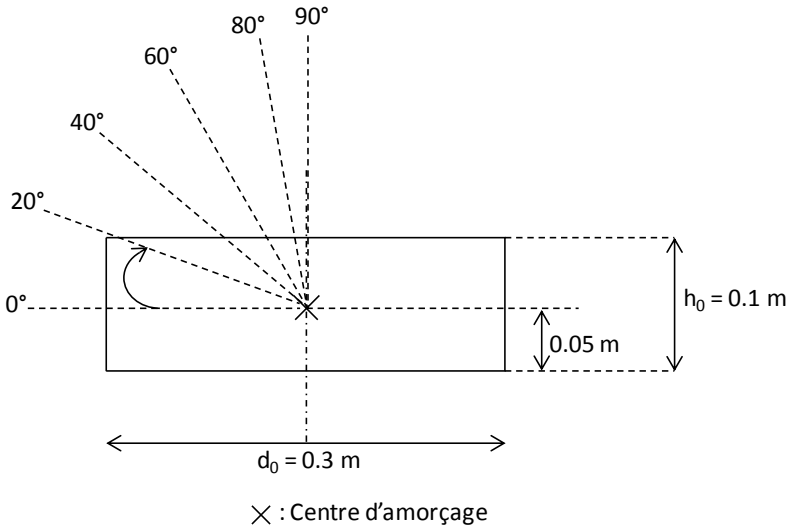


Figure 19 : Directions des mesures de rayons effectuées pour une structure (d_0 = 0.3 m, h_0 = 0.1 m) obstruée (n = 89) avec un amorçage à mi - hauteur.

Pour toutes ces directions (Figure 19), le rayon de flamme est moyenné pour 9 points de mesures pris dans un intervalle angulaire de 10°. Le cadrage de la caméra est réglé suffisamment large pour visualiser l'ensemble de la structure et donc la flamme dans toutes les directions étudiées (Figure 19). Cela a néanmoins un impact sur la vitesse d'acquisition qui est inversement liée à la résolution de l'image. Dans ces conditions, la vitesse d'acquisition s'élève à 12821 images par seconde.

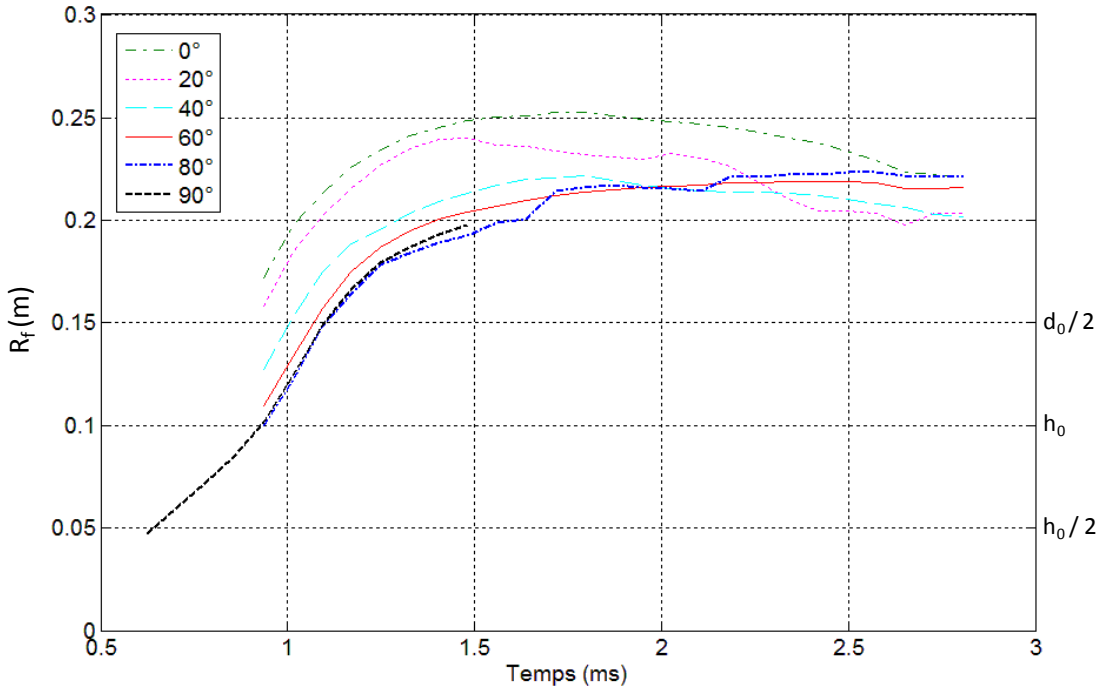


Figure 20 : Rayon de flamme en fonction du temps dans une structure cylindrique (d_0 = 0.3 m, h_0 = 0.1 m) obstruée (n = 89) pour un mélange hydrogène/air stœchiométrique avec amorçage à mi-hauteur.

Les rayons de flamme calculés dans toutes les directions d'étude augmentent avec le temps jusqu'à atteindre une valeur maximale (Figure 20). La position du front de flamme ne peut être visualisée qu'à partir de l'instant où la flamme quitte le champ d'obstacles (Figure 21). C'est la raison pour laquelle les premiers points de mesures ne sont pas disponibles (Figure 20). Concernant les données calculées dans la direction verticale (90°), un nombre plus important de points est disponible car la structure obstruée, moins haute que large (d_0 = 0.3 m, h_0 = 0.1 m), masque la flamme sur une plus courte distance (Figure 19).

Le rayon de flamme est d'autant plus grand que l'angle que forme la direction de mesure avec l'horizontale est faible. Cela s'explique par la forme de la structure et donc du nuage de gaz frais initialement cylindrique de diamètre d_0 = 0.3 m et de hauteur h_0 = 0.1 m et par la distance parcourue par la flamme en champ obstruée qui est d'autant plus grande que cet angle est faible. Le front de flamme ne se propage donc pas de façon sphérique.

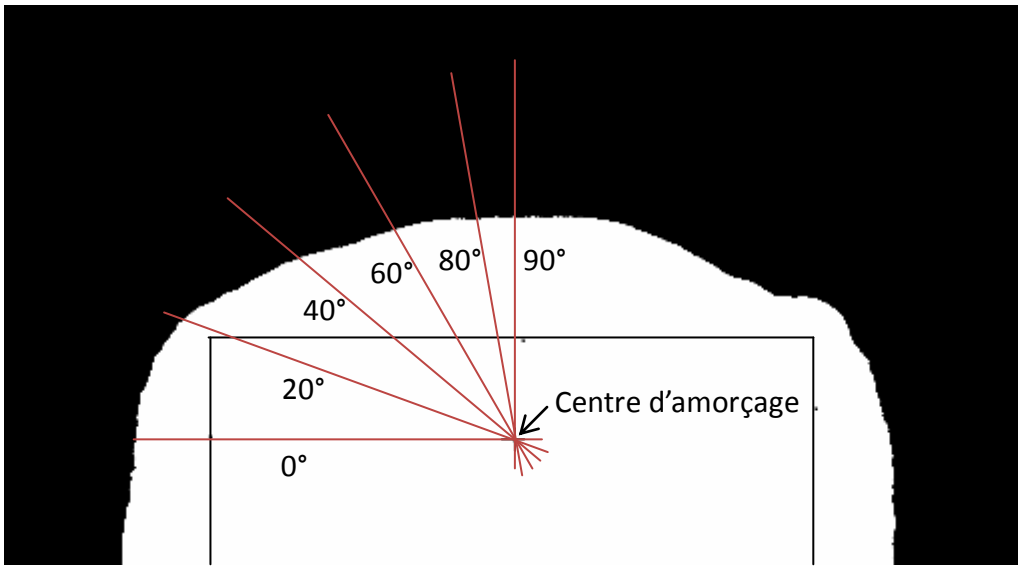


Figure 21 : Position de la flamme en configuration obstruée, amorçage à mi-hauteur (t = 0.94 ms).

Le calcul de la vitesse de flamme se fait en dérivant le rayon de flamme en fonction du temps (équation 2-1).

$$V_f = \frac{R_f(t + \Delta t) - R_f(t)}{\Delta t} \qquad 2\text{-}1$$

Avec : - V_f : vitesse de flamme ($m.s^{-1}$)

- R_f : rayon de flamme (m)

- Δt : intervalle de temps entre deux images (s)

Les résultats obtenus pour toutes les directions considérées montrent une faible disparité dans les valeurs de vitesse (Figure 22). Le rayon de flamme évolue de façon similaire pour toutes les directions.

Sur la première image de la visualisation du front de flamme considérée (Figure 21), le rayon de flamme atteint R_f = 0.173 m, ce qui est supérieur au rayon de la structure de R_0 = 0.15 m. La vitesse

maximale calculée lors de cet essai ne correspond donc pas à la vitesse maximale atteinte par la flamme en sortie du champ d'obstacles (à 0.15 m de l'amorçage dans la direction horizontale). En effet, la vitesse de flamme maximale calculée pour cet essai, de 327 $m.s^{-1}$ ± 5 % est inférieure à la vitesse maximale calculée dans cette configuration de 547 $m.s^{-1}$ lorsque la visualisation de la flamme est réalisée dans un champ de vision resserré, centré sur la sortie du champ d'obstacles, avec une vitesse d'acquisition bien plus grande de l'ordre de 70000 images par secondes.

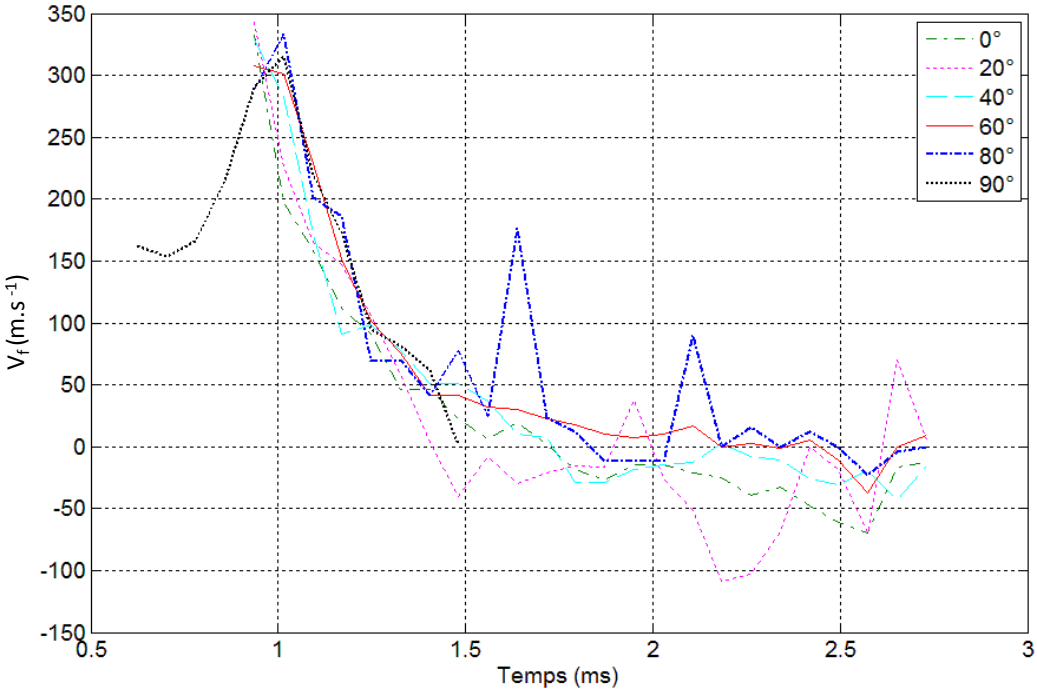


Figure 22 : Vitesse apparente de flamme en fonction du temps dans une structure cylindrique (d_0 = 0.3 m, h_0 = 0.1 m) obstruée (n = 89) pour un mélange hydrogène/air stœchiométrique avec amorçage à mi-hauteur.

Quelle que soit la direction de mesure considérée, la vitesse de flamme décroît avec le temps après une valeur maximale de 327 $m.s^{-1}$ ± 5 %. Dans le cas de la direction verticale, où la flamme est visible plus tôt, cette valeur est précédée d'une phase d'accélération. La flamme accélère encore alors qu'elle est sortie du champ d'obstacles. Ceci est dû à la combustion accélérée des gaz frais encore présents dans le champ d'obstacles qui génère une quantité croissante de gaz brûlés. Cela provoque l'accélération de la flamme dans toutes les directions, y compris la direction verticale, par effet piston.

Dans les deux types de configuration, obstruée et non obstruée, le choix est donc fait d'étudier la flamme dans la direction horizontale où le chemin de propagation en champ obstrué est le plus important et où la vitesse maximale de flamme est la plus grande.

2.2.3 Mélange combustible utilisé :

Le combustible utilisé dans les différentes expérimentations menées ici est un mélange hydrogène-air. Le choix s'est porté sur l'hydrogène pour sa vitesse laminaire de flamme dans l'air grandement supérieure à celles des autres gaz combustibles usuels (i.e. à la stoechiométrie : $S_L = 2.17$ m.s^{-1} pour l'hydrogène/air (Hu et al., 2009), (Huang et al., 2006) et $S_L = 0.43$ m.s^{-1} (Vagelopoulos et al., 1995) pour le propane/air). L'hydrogène est cependant un composé extrêmement diffusif, dû à sa densité très faible : 0.0696 (Encyclopedia Air Liquide). Cette propriété complique la mise en place de l'étanchéité de l'enceinte de combustible.

2.2.4 Structure

2.2.4.1 Cylindre de hauteur 0.2 m

Le volume d'hydrogène est délimité par une structure cylindrique. Le volume de gaz mis en jeu varie en fonction des besoins des essais (Tableau 5). Il est déterminé par les deux paramètres géométriques du cylindre que sont sa hauteur et son diamètre. Alors que le diamètre peut prendre plusieurs valeurs, seules deux hauteurs de structure sont considérées.

La volonté de réaliser des essais en milieu non confiné impose une structure non pleine pour le cylindre. Elle est réalisée à partir d'un grillage soudé constitué d'un fil métallique de 0.5 mm de diamètre. La structure présente une maille carrée de dimension caractéristique 6 mm.

Comme indiqué précédemment, deux hauteurs de cylindre sont considérées. La première s'élève à 0.2 m. Cette hauteur, couplée à un diamètre de 0.15 m permet d'atteindre un volume de gaz de 3.46 L.

Le maintien en position de la structure sur la table est réalisé par deux montants en équerre, chacun fixé sur la table. Les montants sont ensuite solidarisés avec la structure par l'extérieur à l'aide de deux vis (Figure 23). La hauteur des moyens de fixation est légèrement inférieure à celle du cylindre puisqu'elle atteint 0.197 m.

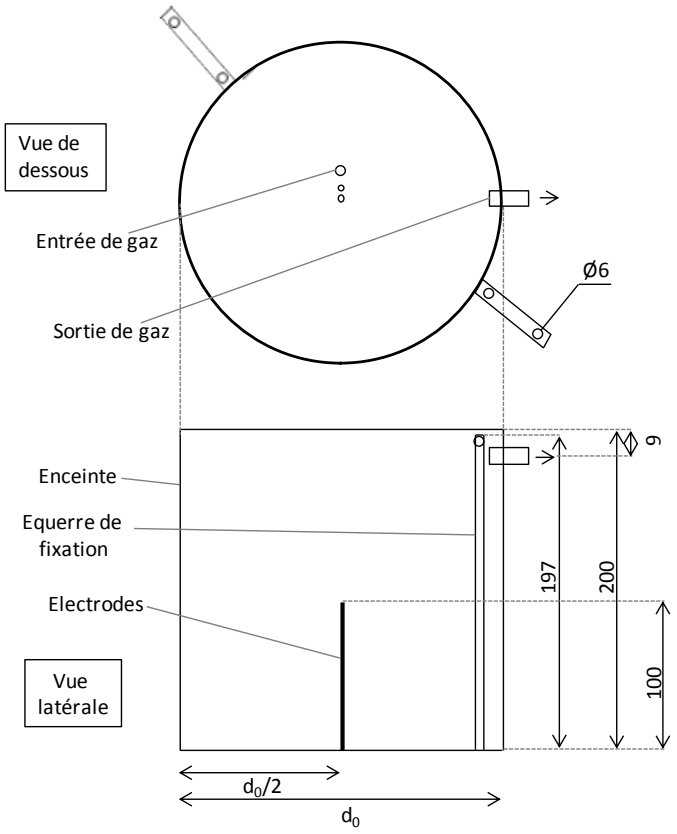


Figure 23 : Schéma de la structure cylindrique de hauteur 0.2 m, cotes en mm.

2.2.4.2 Cylindre de hauteur 0.1 m

Une autre hauteur de structure, 0.1 m, est considérée. Elle permet d'augmenter le diamètre du dispositif avec une augmentation de volume moindre qu'avec le dispositif deux fois plus haut. Le matériau constitutif de la structure est le même que pour le cylindre de plus grande hauteur. Le cylindre est fixé sur le banc expérimental par des équerres de hauteur 0.098 m, adaptées au dispositif (Figure 24).

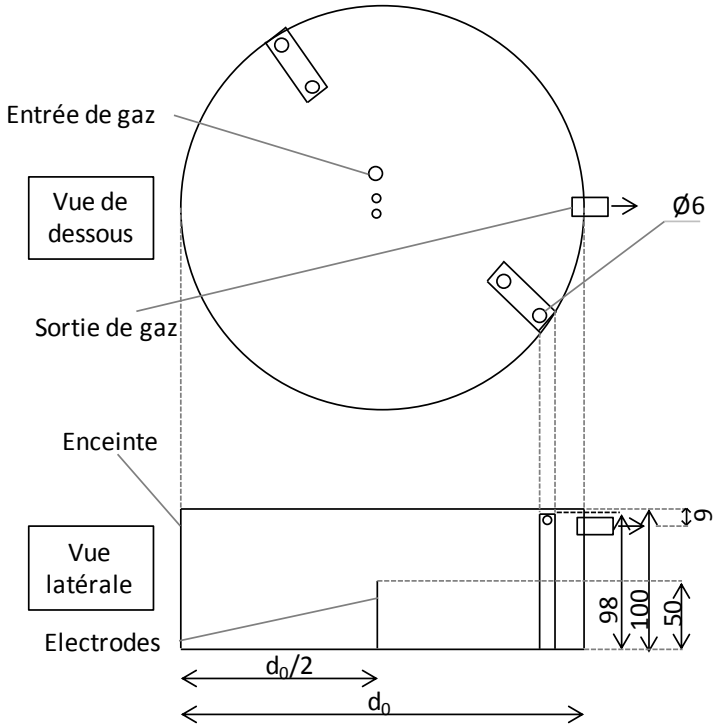


Figure 24 : Schéma de la structure cylindrique de hauteur 0.1 m, cotes en mm.

2.2.5 Obstruction

L'obstruction au sein du volume de gaz est réalisée à l'aide du même grillage que celui utilisé pour réaliser la structure contenant le nuage combustible (Figure 25). Il s'agit donc d'un grillage métallique à maille carrée de 6 mm de côté réalisé à partir d'un fil d'acier de 0.5 mm de diamètre. L'obstacle est caractérisé par un rapport de blocage surfacique (ABR) de 16.3 %.

L'obstruction, à l'image des essais réalisés par Grüne (2003), est modulée par l'augmentation du nombre de couches d'obstacles. Ces couches ont la même forme que la structure du volume de gaz (Figure 25). Dans le cas des travaux de Grüne (2003) il s'agit de cubes concentriques alors que dans les présents travaux ces couches d'obstacles sont des cylindres coaxiaux et de même hauteur que le cylindre extérieur. Ainsi, l'accélération de la flamme est symétrique par rapport à l'axe commun des cylindres constitutifs de l'obstruction. Les propriétés axisymétriques sont donc conservées.

Figure 25 : Structure cylindrique obstruée par 57 couches d'obstacles (d_0 = 0.2 m, h_0 = 0.2 m).

Les deux paramètres caractéristiques de l'obstruction sont le nombre de couches d'obstacles et le pitch, c'est-à-dire la distance séparant deux couches d'obstacle consécutives. La relation liant ces deux caractéristiques est :

- Pour $d_0 / n \geq 0.0125$ m

$$\Delta = \frac{d_0}{2 \cdot n} \qquad 2\text{-}2$$

- Pour $d_0 / n < 0.0125$ m

$$\Delta = \frac{d_0 - 0.025}{2 \cdot n} \qquad 2\text{-}3$$

Avec : - Δ : pitch (m)

- d_0 : diamètre du volume de gaz, i.e. diamètre de la grille extérieure (m)

- n : nombre de couches d'obstacles (-)

La distinction entre les deux cas de figure (équations (2-2) et (2-3)) est due à la présence des électrodes sur l'axe des cylindres constitutifs de l'obstruction. En effet, une zone cylindrique de diamètre 0.025 m est laissée vide de toute présence métallique afin de ne pas risquer la formation d'un arc électrique entre les électrodes et le grillage constitutif de l'obstruction.

2.2.6 Réalisation du mélange de gaz homogène

La structure étant définie, il est nécessaire de maintenir le gaz combustible à l'intérieur de cette dernière. Cependant, le confinement qui réalise cette fonction doit opposer la résistance minimale à la propagation de la flamme afin de conserver les propriétés de propagation en champ libre. De plus, il est nécessaire de conserver l'axi-symétrie de la configuration.

La solution technique est apportée par du film plastique. Ce matériau est transparent et permet donc la visualisation de la flamme à l'intérieur de la structure. Il est de plus très souple et épouse la surface du cylindre extérieur. Ainsi, le volume de gaz sera sensiblement égal au volume de la structure. La résistance mécanique est aussi très faible.

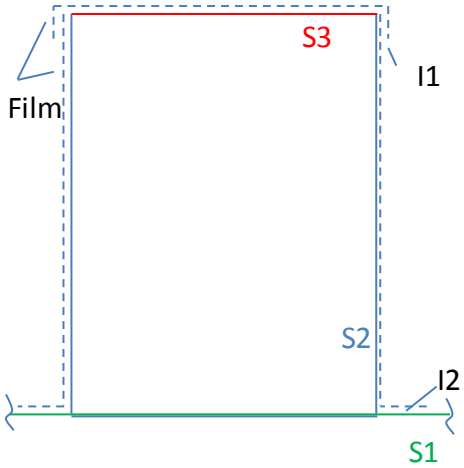


Figure 26 : Application du film plastique sur les 3 surfaces de la structure cylindrique (S1 : surface inférieure, S2 : Surface latérale et S3 : surface supérieure).

Le film est appliqué en deux temps. Un premier morceau est appliqué sur la surface latérale du cylindre, notée S2 sur la Figure 26, et un second sur la partie supérieure, notée S3. Cette méthodologie est conditionnée par les dimensions du rouleau de film. Elle engendre deux zones sensibles concernant l'étanchéité. Elles correspondent aux interfaces entre les surfaces S3 et S2 et entre les surfaces S2 et S1, surface plane supérieure du banc expérimental sur laquelle est placée la structure. En ce qui concerne l'interface I1 entre S2 et S3, l'adhérence entre les deux films plastique est suffisante pour réaliser l'étanchéité. Par contre entre la surface S1 en Trespa et le film latéral, aucune adhérence naturelle n'est présente. Cette fonction est réalisée à l'aide d'une pâte silicone déposée entre les deux surfaces sur tout le pourtour du cylindre, à sa base.

Une fois le confinement de la structure réalisé, il convient de remplacer l'air initialement présent à l'intérieur de la structure par le mélange hydrogène-air de la richesse désirée. Le mélange homogène hydrogène – air désiré est obtenu par le balayage du volume de la structure. Ce dernier est réalisé depuis une entrée de gaz localisée à la base de la structure (Figure 23, Figure 24), à proximité des électrodes, jusqu'à une sortie placée sur le bord latéral du cylindre (Figure 27).

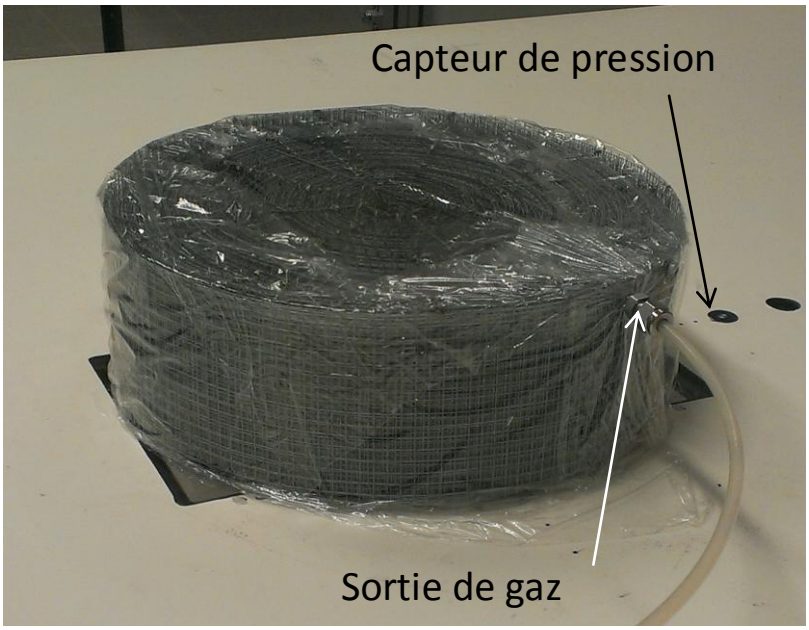


Figure 27 : Dispositif d'accélération de flamme (d_0 = 0.3 m, h_0 = 0.1 m, n = 89) recouvert du film plastique confinant le gaz combustible.

La richesse du mélange combustible hydrogène/air est obtenue par le biais de débitmètres massiques BROOKS pilotés par un actionneur Serv' Instrumentation à partir des données nominales définies par l'utilisateur sur un poste de contrôle. Le mélange ainsi formé est transmis au dispositif expérimental via une canalisation en acier inoxydable de diamètre ¼ de pouce avec un débit de 3.6 $L.min^{-1}$. La sortie de gaz s'effectue quant à elle via un flexible de diamètre ¼ de pouce.

Afin d'obtenir un mélange homogène au sein du dispositif, le balayage est opéré pendant le temps nécessaire à l'obtention de la composition du mélange hydrogène/air voulu. La durée de balayage a été déterminée à l'aide de simulations sur Fluent. Par exemple, dans le cas d'un volume cylindrique de volume 7.07 L (d_0 = 0.3 m, h_0 = 0.1 m), le temps nécessaire à l'obtention d'un mélange hydrogène/air stœchiométrique à 99 % est de 560 s, soit 9 minutes et 20 secondes (Annexe 4). Avec un débit de remplissage de 3.6 $L.min^{-1}$, 4.75 fois le volume de l'enceinte sont injectés lors du balayage. Lors des expérimentations, 6 fois le volume de l'enceinte sont injectés par sécurité, soit un temps de balayage minimum de 12 minutes.

2.2.7 Dispositif d'amorçage du mélange combustible

L'énergie est apportée au mélange combustible par un arc électrique formé entre deux électrodes de cuivre (Figure 14) espacées d'environ 1 mm et localisées de part et d'autre de l'axe de révolution de la structure cylindrique. Ces dernières sont alimentées par une alimentation basse tension qui délivre un courant de 5 A et une tension de 328 V. Le temps de décharge peut ensuite être réglé entre 1 µs et 0.1 s. L'énergie délivrée avec la valeur minimale du temps de décharge est supérieure à l'énergie minimale d'activation de l'hydrogène qui est de 0.02 mJ (Lewis et al., 1987). Des essais ont été réalisés pour des temps de décharges compris entre 1 µs et 500 µs et aucun impact sur les résultats en termes de vitesse de flamme ou de surpression n'a été relevé. Ainsi le temps de décharge choisi

peut varier légèrement au cours des essais mais reste avoisinant 200 µs. Le temps a été pris suffisamment élevé afin de maximiser l'occurrence de création d'un arc entre les deux électrodes.

L'énergie délivrée par les électrodes est calculée suivant la relation :

$$E_e = U \cdot I \cdot \Delta t \qquad 2\text{-}4$$

Avec : - E_e : énergie délivrée par les électrodes (J)

- U : tension électrique (V)

- I : intensité du courant (A)

- Δt : durée de décharge du condensateur

Ainsi, l'énergie délivrée par les électrodes est de 0.328 J.

2.2.8 Détail des configurations étudiées

La configuration expérimentale évolue suivant un schéma explicité dans le Tableau 5.

	n	d_0 (m)	h_0 (m)	V (L)	Δ (m)	VBR (%)
Augmentation de l'obstruction à volume constant ➔ diminution du pitch Δ	1	0.150	{0.2 ; 0.1}	{3.53 ; 1.77}	-	0.2
	3	0.150	{0.2 ; 0.1}		0.0250	0.3
	4	0.150	{0.2 ; 0.1}		0.0188	0.5
	5	0.150	{0.2 ; 0.1}		0.0125	0.7
	10	0.150	{0.2 ; 0.1}		0.0063	1.1
	18	0.150	{0.2 ; 0.1}		0.0035	2.0
	21	0.150	{0.2 ; 0.1}		0.0030	2.3
Augmentation du volume à pitch constant	25	0.175	0.2	4.81		1.8
	29	0.200	{0.2 ; 0.1}	{6.28 ; 3.14}		2.0
Division du pitch par un facteur 2 et augmentation du volume à pitch constant	33	0.125	0.1	1.23	0.0015	1.9
	57	0.200	{0.2 ; 0.1}	{6.28 ; 3.14}		4.0
	89	0.300	0.1	7.07		4.1

Tableau 5 : Configurations étudiées définies par le nombre de couches d'obstacle (n), le diamètre du dispositif (d_0) et sa hauteur (h_0).

Dans cette évolution, l'attention est portée sur l'obstruction. Les variations opérées sur les propriétés dimensionnelles de l'enceinte en découlent. L'obstruction est décrite par le nombre de couches d'obstacles placées dans le volume de gaz (n), le pitch (Δ) et le rapport de blocage volumique ainsi généré (VBR).

L'augmentation de l'obstruction se fait en plusieurs étapes (Tableau 5). Le volume de gaz est dans un premier temps fixé à 3.53 L. Cela correspond à un cylindre de hauteur 0.2 m et de diamètre 0.15 m. À

partir d'une configuration non obstruée (n = 1), le nombre de couches d'obstacle est augmenté au sein de la structure jusqu'à atteindre 21. Cela engendre une diminution du pitch de 0.025 m pour n = 3, à 0.003 m pour n = 21.

Dans un deuxième temps, le rayon du volume de gaz est augmenté à hauteur constante (0.2 m) pour un pitch invariant, égal à 0.003 m.

Enfin, s'en suit une diminution du pitch de moitié et une augmentation progressive du rayon du cylindre qui passe de 0.125 m à 0.3 m. Cependant, pour des raisons de sécurité, la hauteur du cylindre est ramenée à 0.1 m afin de limiter le volume de gaz mis en jeu. Des essais complémentaires sont effectués par la suite dans les autres configurations d'obstruction pour cette même hauteur afin d'étudier l'influence de ce paramètre sur les résultats.

Cette augmentation de l'obstruction en trois étapes couvre un intervalle de nombre de couches d'obstacle de [1 ; 89].

2.3. Résultats expérimentaux

2.3.1 Configuration sans obstacle

L'étude de la combustion du mélange hydrogène s'effectue dans un premier temps dans une enceinte ne comportant pas d'obstruction. La propagation de la flamme est donc libre et isotrope.

La flamme hydrogène – air est étudiée pour plusieurs richesses de mélange comprises dans l'intervalle ϕ = [0.7 ; 2] dans une enceinte de volume 7.07 L de mêmes dimensions que la structure comportant 89 couches d'obstacles (Tableau 5). Il s'agit donc d'un cylindre de diamètre 0.3 m et de hauteur 0.1 m.

Les caractéristiques du mélange hydrogène – air varient en fonction de sa composition. Les données physiques utiles sont répertoriées dans le Tableau 6. Les propriétés des mélanges de richesses étudiées sont grisées.

Les données relatives au mélange hydrogène – air montrent que la valeur maximale du rapport d'expansion σ est atteinte pour une richesse de 1.1. En ce qui concerne la vitesse laminaire de flamme, la valeur maximale est quant à elle atteinte pour ϕ = 1.9. La vitesse de flamme apparente théorique est donnée par le produit de la vitesse de flamme laminaire par le rapport d'expansion ($V_f = \sigma \cdot S_L$). La comparaison entre les valeurs théoriques et expérimentale est complétée par les résultats expérimentaux de Kim et al. (2013) (Figure 28). Ces résultats ont été obtenus par l'explosion d'une bulle de savon remplie d'un mélange hydrogène-air.

Richesse (-)	$\%_{vol}$ H_2	ρ_f (kg.m^{-3})	ρ_b (kg.m^{-3})	α (-)	σ (-)	S_L (m.s^{-1})	$\sigma \cdot S_L$ (m.s^{-1})
0.50	17	0.983	0.196	0.200	5.012	0.78	3.91
0.60	20	0.952	0.172	0.181	5.532	1.13	6.25
0.65	21	0.938	0.163	0.174	5.765	1.28	7.38
0.70	23	0.924	0.155	0.167	5.981	1.43	8.55
0.80	25	0.898	0.141	0.157	6.361	1.71	10.88
0.90	27	0.873	0.131	0.150	6.666	1.96	13.06
1.00	30	0.850	0.124	0.146	6.863	2.17	14.89
1.10	32	0.828	0.120	0.145	6.893	2.36	16.27
1.20	34	0.807	0.118	0.147	6.824	2.51	17.13
1.30	35	0.787	0.117	0.149	6.733	2.65	17.84
1.40	37	0.768	0.116	0.151	6.638	2.75	18.25
1.50	39	0.751	0.115	0.153	6.542	2.84	18.58
1.60	40	0.734	0.114	0.155	6.448	2.90	18.70
1.70	42	0.718	0.113	0.157	6.356	2.94	18.69
1.80	43	0.703	0.112	0.160	6.266	2.97	18.61
1.90	44	0.688	0.111	0.162	6.178	2.98	18.41
2.00	46	0.674	0.111	0.164	6.092	2.97	18.09
2.50	51	0.614	0.108	0.176	5.699	2.74	15.61

Tableau 6 : Données relatives à un mélange hydrogène-air pour différentes richesses (source : Morley, 2005).

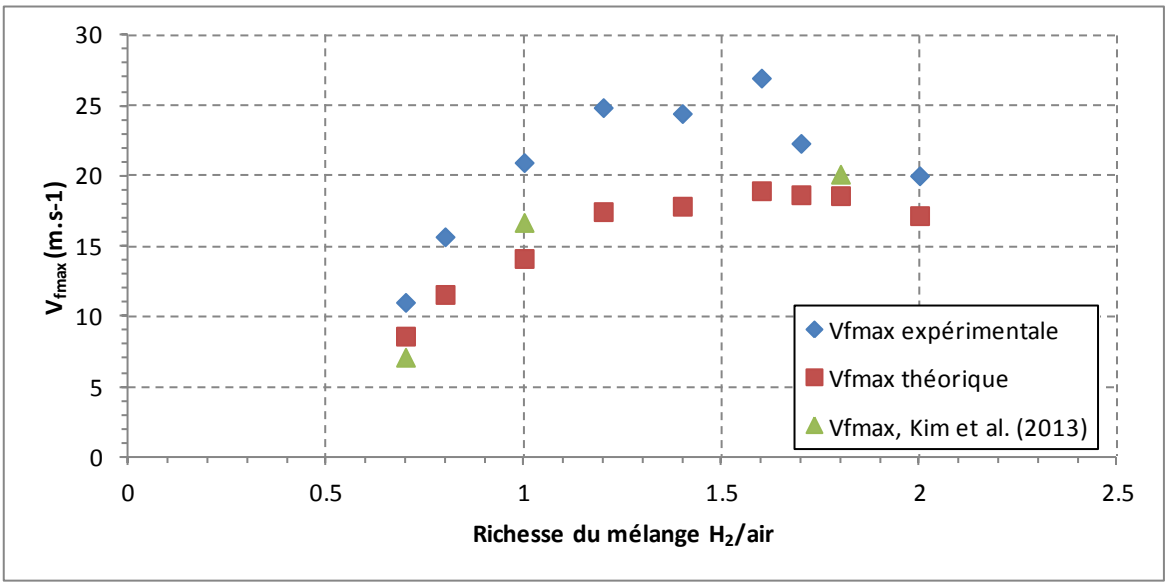


Figure 28 : Vitesse apparente de flamme expérimentale et théorique pour un mélange hydrogène – air de différentes richesses.

La progression de la vitesse de flamme est identique pour les deux séries. Les résultats augmentent avec la richesse du mélange jusqu'au point d'abscisse 1.2. Elle reste ensuite stable pour des valeurs comprises entre 1.2 et 1.6 pour enfin décroitre jusqu'à une richesse de 2. Dans le cas des résultats expérimentaux réalisés dans le cadre des présents travaux, la vitesse évolue de 11 m.s^{-1} à 25 m.s^{-1} entre les richesses 0.7 et 1.2, atteint son maximum pour ϕ = 1.6 avec 25 m.s^{-1} pour enfin décroître jusqu'à la valeur de 20 m.s^{-1} calculée pour ϕ = 2. Les résultats de Kim et al. (2013) sont proches des valeurs théoriques car les essais sont effectués dans un environnement générant peu de turbulence.

Cependant, l'auteur explique les vitesses supérieures aux richesses ϕ = 1 et ϕ = 1.7 par l'accélération progressive de la flamme dû à son plissement.

La concordance de l'évolution entre les données expérimentales et théorique motive la détermination d'un coefficient unissant les deux séries de valeurs. La moyenne du quotient entre les valeurs expérimentales et les valeurs théoriques donne un coefficient 1.328. La nouvelle valeur théorique de la vitesse de flamme peut alors s'exprimer par la relation :

$$V_{fmax} = 1.328 \cdot \sigma \cdot S_L = \sigma_{eff} \cdot S_L \qquad 2\text{-}5$$

Avec : - V_{fmax} : vitesse apparente maximale de flamme ($m.s^{-1}$)

- σ : rapport d'expansion (-)

- S_L : vitesse laminaire de flamme ($m.s^{-1}$)

- σ_{eff} : rapport d'expansion efficace (-)

Un rapport d'expansion efficace peut être défini comme le produit du coefficient correctif de vitesse de flamme déterminé précédemment et le rapport d'expansion théorique. Ce nouveau rapport prend en compte les particularités du milieu réactionnel. Sa valeur plus élevée peut être dû à une turbulence initiale résiduelle consécutive au balayage de gaz combustible servant à formation du mélange (§ 2.2.6).

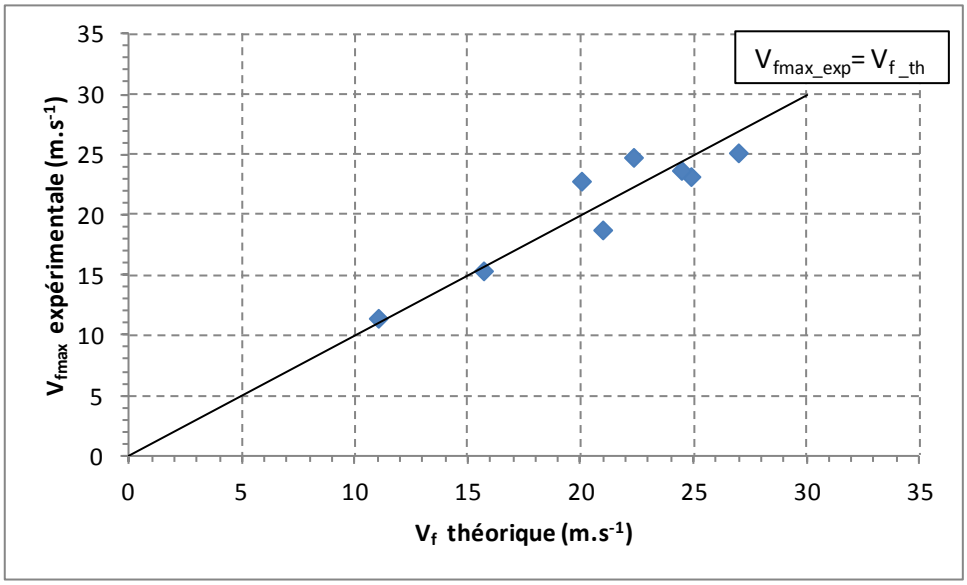


Figure 29 : Comparaison de la vitesse expérimentale de flamme et de la nouvelle vitesse théorique calculée avec le rapport d'expansion efficace.

La comparaison de la nouvelle vitesse théorique calculée avec le rapport d'expansion efficace avec la vitesse de flamme expérimentale (Figure 29) montre une concordance avec un écart de $\pm$ 12.0 %.

2.3.2 Configurations obstruées

2.3.2.1 Rayon maximal de flamme

Le premier élément étudié est le rayon maximal de flamme. Il est mesuré dans la direction horizontale (Figure 19) puisqu'il a été montré au §2.2.2.2 que le rayon est maximal dans cette direction.

La liste des configurations utilisées est décrite dans le Tableau 5. Tous les essais sont réalisés avec un mélange hydrogène/air stœchiométrique (30 $\%_{vol}$ H_2).

Le rayon maximal de flamme peut être déterminé de façon théorique à partir de l'équation de conservation de la masse écrite de part et d'autre du front de flamme. Dans le cas d'une déflagration sphérique, le rayon maximal de flamme s'exprime par la relation :

$$R_{f_{max_th}} = r_0 \cdot \sigma^{\frac{1}{3}} \qquad 2\text{-}6$$

Avec : - R_{fmax_th} : rayon maximal théorique de flamme (m)

- r_0 : rayon du nuage combustible (m)

- σ : rapport d'expansion (-)

Or, dans le cas présent le volume de gaz est cylindrique. Il convient de vérifier la relation précédente dans une configuration géométrique différente. Pour cela les données vidéo obtenues via la caméra rapide sont utilisées.

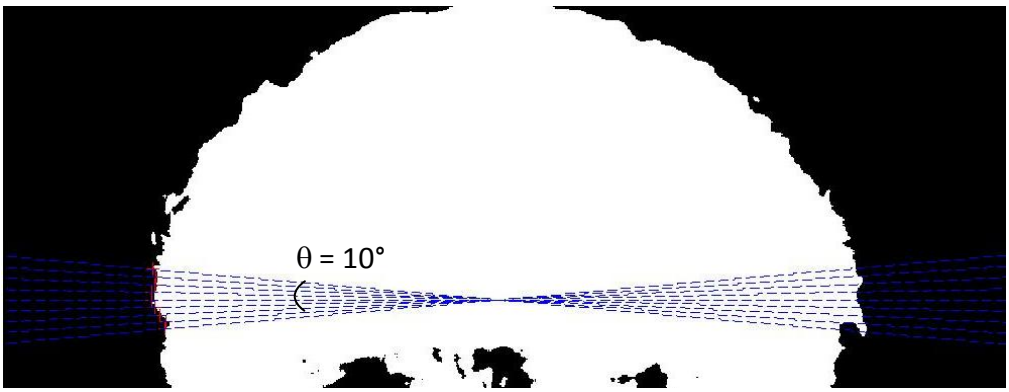


Figure 30 : Position de la flamme 1.56 ms après l'amorçage, rayon moyen calculé : 0.248 m (H_2-air, ϕ = 1).

Sur ces images (Figure 30), la position de la flamme est identifiée à l'aide du programme de traitement d'images présenté en Annexe 3. Le rayon de flamme est déterminé en moyennant les distances entre le point d'amorçage et un ensemble de points du front de flamme pris dans l'axe horizontal. Cet axe est privilégié car il correspond à la direction perpendiculaire aux grilles d'obstruction. L'accélération de la flamme sera donc favorisée dans cette direction. Il s'agit aussi de la direction vers la chaîne de mesure dont les capteurs sont situés le long du banc expérimental (bas de l'image sur la gauche, Figure 30).

Deux jeux de valeurs expérimentales vont être utilisés. Le premier coïncide avec les essais de la campagne préliminaire lors desquels les caractéristiques géométriques de l'enceinte et le degré d'obstruction évoluent. Le second correspond aux essais de variation de richesse du mélange hydrogène-air injecté dans le dispositif d'accélération de flamme. Les résultats expérimentaux du rayon maximal de flamme, mesurés autour de l'axe horizontal (Figure 30) et notés R_{fmax_exp}, ainsi que les résultats théoriques obtenus à l'aide de l'équation 2-6, appliquée au rayon du volume cylindrique $d_0/2$, et notés R_{fmax_th} sont compilés dans deux tableaux : le Tableau 7 pour le premier jeu de données (variation de l'obstruction) et le Tableau 12 pour le second (variation de la réactivité du mélange).

n	d_0 (m)	h_0 (m)	V (L)	R_{fmax_exp} (m)	R_{fmax_th} (m)	Ecart (%) $\lvert R_{fmax_exp} / R_{fmax_th} \rvert$
1	**0.150**	**0.2**	3.5	0.151	0.143	5.8
3	**0.150**	**0.2**	3.5	0.148	0.143	3.5
4	**0.150**	**0.2**	3.5	0.145	0.143	1.6
5	**0.150**	**0.2**	3.5	0.144	0.143	0.7
10	**0.150**	**0.2**	3.5	0.153	0.143	7.0
18	**0.150**	**0.2**	3.5	0.186	0.143	23.2
21	0.150	**0.2**	3.5	0.195	0.143	26.9
25	0.175	**0.2**	4.8	0.187	0.166	10.9
29	0.200	**0.2**	6.3	0.223	0.190	14.9
57	0.200	**0.2**	6.3	0.212	0.190	10.5
1	**0.150**	0.1	1.8	0.137	0.143	4.0
3	**0.150**	0.1	1.8	0.155	0.143	8.1
4	**0.150**	0.1	1.8	0.161	0.143	11.2
5	**0.150**	0.1	1.8	0.151	0.143	5.5
10	**0.150**	0.1	1.8	0.187	0.143	23.7
18	**0.150**	0.1	1.8	0.171	0.143	16.5
21	**0.150**	0.1	1.8	0.174	0.143	18.3
29	0.200	0.1	1.8	0.211	0.190	1.0
33	0.125	0.1	1.2	0.212	0.119	43.9
57	0.200	0.1	3.1	0.233	0.190	18.4
89	0.300	0.1	7.1	0.253	0.285	12.8

Tableau 7 : Rayons maximaux de flamme théoriques et expérimentaux pour différents volumes de gaz hydrogène-air (ϕ = 1) et différentes obstructions.

Les premiers résultats concernant le rayon de flamme (Tableau 7) montrent une augmentation du rayon maximal de flamme avec l'obstruction. Dans un premier temps, lorsque le nombre de couches d'obstacles n augmente à volume constant (n = [1, 21]) le rayon maximal théorique n'évolue pas puisque le mélange combustible reste identique en terme de volume et de composition. Le rayon maximal expérimental, reste lui aussi globalement constant pour une obstruction faible (n < 10) prenant la valeur de R_{fmax_exp} = 0.148 m $\pm$ 8.1 % et reste en adéquation avec la valeur théorique puisque l'écart moyen calculé entre les valeurs théoriques et expérimentales est de 7.1 % pour n < 10 et de 11.2 % dans tout l'intervalle n = [1, 21]. Pour les autres valeurs, le rayon maximal de flamme

théorique est en général sous-estimé, sauf pour la dernière valeur à n = 89. Cela peut être expliqué par la cylindricité de l'enceinte et de la forme des obstacles qui privilégie une direction de mesure contrairement à un volume sphérique homogène non obstrué. Le nombre de paramètres géométriques évoluant dans le cadre de ces essais (h_0, d_0, n) empêche de déterminer une relation simple entre ces derniers et le rayon maximal de flamme. En considérant l'écart entre les résultats donnés par la relation et les mesures expérimentales, ce sont ces dernières qui seront utilisées dans l'application du modèle de Deshaies (1981) pour tenir compte de la géométrie présente dans la charge.

2.3.2.2 Vitesse de flamme

La vitesse apparente de flamme est le premier indicateur de la violence de l'explosion puisqu'elle est directement liée à la surpression générée (Deshaies, 1981). C'est cette grandeur qui a été choisie pour définir la structure qui sera utilisée comme terme source dans les essais comportant un mur de protection. Comme il a été vu dans la partie bibliographique, l'obstruction permet d'obtenir des vitesses bien plus élevées par rapport à une configuration qui n'en disposerait pas. La vitesse de flamme pour toutes les configurations référencées dans le Tableau 5 est étudiée.

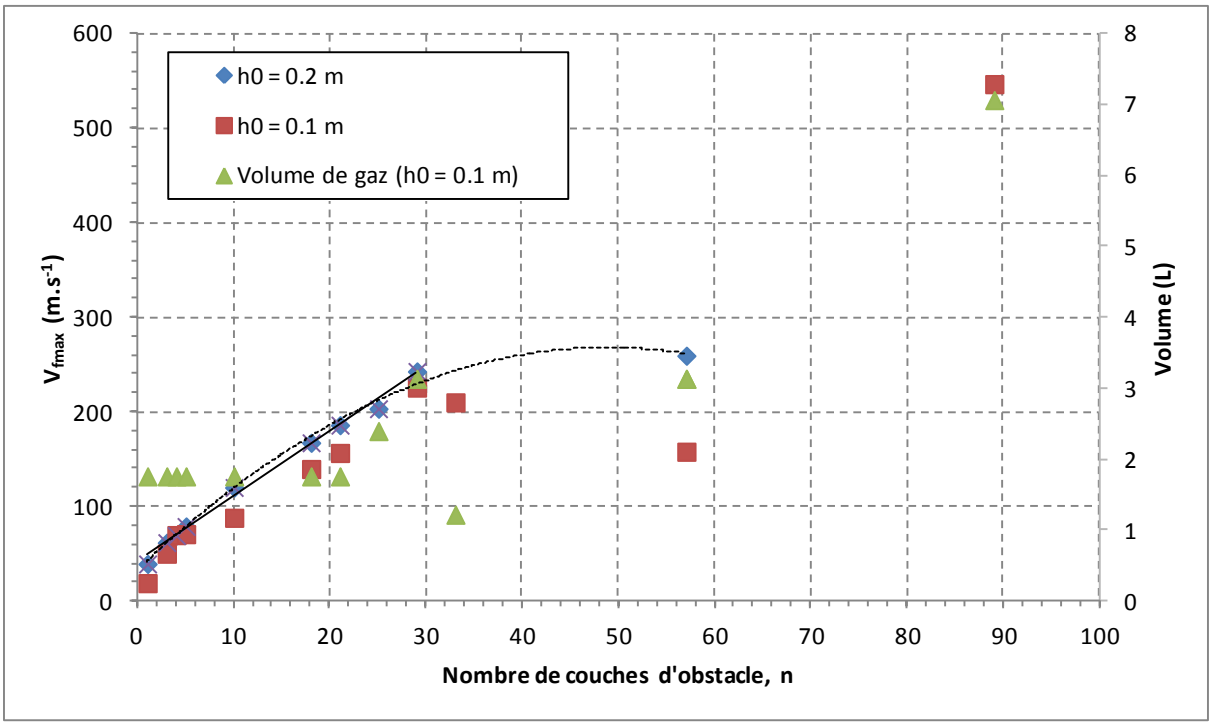


Figure 31 : Evolution de la vitesse apparente maximale de flamme en fonction du degré d'obstruction dans les dispositifs de hauteur 0.1 m et 0.2 m. Volume de gaz dans chaque configuration pour une hauteur de dispositif de 0.1 m.

Les résultats obtenus avec les deux dispositifs de hauteur 0.1 m et 0.2 m (Figure 31) montrent une globale augmentation de la vitesse maximale de flamme avec l'obstruction. Dans le cas du dispositif

de plus grande hauteur, la vitesse maximale de flamme augmente dans un premier temps de façon linéaire pour une obstruction variant de 1 à 29 couches d'obstacle, suivant la relation :

$$V_{fmax} = 6.8463 \cdot n + 42.308 \quad \text{pour } 1 \leq n \leq 29 \qquad 2\text{-}7$$

Avec : - V_{fmax} : vitesse apparente maximale de flamme ($m.s^{-1}$)

- n : nombre de couches d'obstacle (-)

L'erreur relative moyenne du modèle exprimé par l'équation (2-7) par rapport aux valeurs expérimentales est de 4.8 %. Les valeurs prises par la vitesse de flamme s'échelonnent entre la valeur minimale de 40 $m.s^{-1}$, obtenue pour une couche de grillage servant de base à la structure, et une vitesse de 243 $m.s^{-1}$ pour n = 29. Cette évolution linéaire est observée à volume constant pour une obstruction composée de 1 à 21 couches d'obstacles et pour un volume en augmentation pour les configurations suivantes jusqu'à 29 couches d'obstacle.

Par la suite, l'augmentation du nombre de couches est réalisée par la division de moitié du pitch (Tableau 5). Le passage à 57 couches d'obstacle se fait donc à volume de combustible constant.

L'augmentation de la vitesse maximale de flamme observée entre les configurations comportant 29 et 57 couches ne suit pas la loi linéaire d'équation (2-7). En effet, la valeur calculée pour n = 57 s'élève à 260 $m.s^{-1}$. Cela ne représente qu'un accroissement de 17 $m.s^{-1}$ soit 7 % de la précédente valeur. La loi d'évolution d'équation (2-7) prédit pour cette obstruction 433 $m.s^{-1}$ soit 1.66 fois plus que la valeur expérimentale.

L'évolution de la vitesse de flamme considérant l'atténuation de l'accélération de la flamme avec l'augmentation de l'obstruction est décrite par l'équation :

$$V_{fmax} = -0.0986 \cdot n^2 + 9.6348 \cdot n + 32.327 \quad \text{pour } 1 \leq n \leq 57 \qquad 2\text{-}8$$

Avec : - V_{fmax} : vitesse apparente maximale de flamme ($m.s^{-1}$)

- n : nombre de couches d'obstacle (-)

L'erreur relative liée au modèle exprimé équation (2-8) est de 3.1 %.

Ce changement de comportement est peut être dû à un phénomène d'obstruction limite dans le volume de gaz. Suivant ce postulat, l'augmentation du volume de combustible est nécessaire pour continuer d'accélérer la flamme. Afin de ne pas manipuler un volume de combustible trop important lors des essais, pour des raisons de sécurité, le volume de la structure a été abaissé afin d'augmenter le diamètre de la structure et donc le nombre de couches d'obstacle en limitant l'augmentation de volume de gaz.

Dans le cas de la structure de hauteur 0.1 m, la vitesse apparente de flamme augmente aussi avec l'obstruction (Figure 31). Comme pour la structure de hauteur double, la flamme accélère jusqu'à une obstruction composée de 29 couches d'obstacles. Dans ces configurations, le volume reste constant dans un premier temps puis augmente. Cependant, lors des deux augmentations du nombre de couches d'obstacles suivantes, la vitesse de flamme ne s'accroît plus et même diminue. La valeur de la vitesse de flamme passe ainsi de 226 $m.s^{-1}$ pour n = 29 à 159 $m.s^{-1}$ pour n = 57.

Dès lors que le volume est augmenté, pour n = 89, la vitesse maximale de flamme expérimentale augmente. Ainsi, pour cette obstruction, la vitesse de flamme atteint 547 $m.s^{-1}$. L'augmentation de volume d'un facteur 2.25 entre les configurations comportant 29 couches d'obstacle et cette dernière a donc engendré la multiplication de la vitesse maximale de flamme par un facteur similaire qui s'élève à 2.42.

En ne prenant pas en considération les valeurs expérimentales obtenues pour n = 33 et n = 57 qui témoignent de la limite de l'obstruction dans ces configurations, l'évolution de la vitesse maximale de flamme dans une structure de 0.1 m de hauteur en fonction du nombre de couches d'obstruction peut être modélisée par l'équation :

$$V_{fmax} = 5.8129 \cdot n + 36.206 \qquad 2\text{-}9$$

Avec : - V_{fmax} : vitesse apparente maximale de flamme ($m.s^{-1}$)

- n : nombre de couches d'obstacle (-)

L'écart relatif moyen entre les résultats calculés à partir de l'équation (2-9) et les valeurs expérimentales de vitesse maximale de flamme est de 17.9 % sur l'intervalle n = [1 ; 89].

n (-)	Δ (m)	VBR (%)	d_0 (m)	h_0 (m)	h_0/d_0 (-)	V (L)	E (J)	V_{fmax} ($m.s^{-1}$)	V_{fmax} (h_0 = 0.1) / V_{fmax} (h_0 = 0.2) (-)	R_{fmax_th} (m)	R_{fmax_exp} (m)
1	0.0750	0.2	0.150	0.1	0.67	1.77	5140	20	0.49	0.143	0.137
				0.2	1.33	3.53	10280	40		0.143	0.151
3	0.0250	0.3	0.150	0.1	0.67	1.77	5140	51	0.81	0.143	0.155
				0.2	1.33	3.53	10280	63		0.143	0.148
4	0.0188	0.5	0.150	0.1	0.67	1.77	5140	70	1.01	0.143	0.161
				0.2	1.33	3.53	10280	70		0.143	0.145
5	0.0125	0.7	0.150	0.1	0.67	1.77	5140	71	0.90	0.143	0.151
				0.2	1.33	3.53	10280	80		0.143	0.144
10	0.0063	1.1	0.150	0.1	0.67	1.77	5140	89	0.73	0.143	0.187
				0.2	1.33	3.53	10280	121		0.143	0.153
18	0.0035	2.0	0.150	0.1	0.67	1.77	5140	140	0.84	0.143	0.171
				0.2	1.33	3.53	10280	168		0.143	0.186
21	0.0030	2.3	0.150	0.1	0.67	1.77	5140	157	0.84	0.143	0.174
				0.2	1.33	3.53	10280	187		0.143	0.195
25	0.0030	1.8	0.175	0.2	1.14	4.81	13992	204	-	0.166	0.187
29	0.0030	2.0	0.200	0.1	0.50	3.14	9138	226	0.93	0.190	0.190
				0.2	1.00	6.28	18275	243		0.190	0.223
33	0.0015	1.9	0.125	0.1	0.80	1.23	3569	211	-	0.119	0.212
57	0.0015	4.0	0.200	0.1	0.50	3.14	9138	159	0.61	0.190	0.233
				0.2	1.00	6.28	18275	260		0.190	0.212
89	0.0015	4.1	0.300	0.1	0.33	7.07	20612	547	-	0.285	0.253

Tableau 8 : Principales caractéristiques des configurations à géométrie variable étudiées et résultats expérimentaux de vitesse maximale de flamme et de rayon maximal de flamme, comparés aux valeurs théoriques (équation 2-6).

À obstruction et diamètre de dispositif égaux, diviser par deux la hauteur du dispositif, et donc son volume, engendre la réduction de la vitesse maximale de flamme d'un facteur 0.87 $\pm$ 15.7 % pour n = [3 ; 29] (Tableau 8). En prenant en compte les dispositifs obstrués par n = 1 et n = 57, l'écart moyen entre les vitesses maximales de flamme calculées et théoriques pour h_0 = 1 m et h_0 = 0.2 m atteint 20 %. La comparaison de cet écart avec le facteur 2 liant les deux volumes témoigne de l'impact limité de la hauteur du dispositif d'accélération de flamme sur la vitesse maximale de flamme, relativement à l'influence de la longueur du champ d'obstacles égale à d_0 et du pitch Δ.

C'est la raison pour laquelle le choix a été fait de diminuer la hauteur de la structure pour en augmenter l'obstruction sans manipuler un volume de gaz trop important.

2.3.2.3 Temps d'arrivée de l'onde de pression

Le temps d'arrivée de l'onde de pression est le premier paramètre analysé de l'onde. Tous les paramètres ne seront pas adimensionnés comme cela peut être le cas dans le cadre de la méthode multi énergie par exemple (§ 1.3.1). En effet, cette partie vise à déterminer l'impact des caractéristiques de la structure contenant le mélange combustible sur les résultats. Cette comparaison doit s'effectuer sur un point de mesure en particulier. Or, dans le cas de valeurs adimensionnées, les grandeurs sont affectées par l'énergie du nuage, conditionnée par sa dimension à composition constante.
Dans un premier temps, il peut être noté la forte variation de la forme du signal de pression lors de l'augmentation de l'obstruction (Figure 32).

L'accroissement du nombre de couches formant l'obstruction entraîne une diminution du temps d'arrivée de l'onde de pression (Figure 33). La valeur maximale de 4.64 ms est obtenue en l'absence d'obstruction à l'intérieur du volume de gaz combustible pour une hauteur de dispositif de 0.2 m. Pour cette même hauteur, le temps d'arrivée n'est plus que de 2.2 ms pour 57 couches d'obstacles.

La hauteur du dispositif n'a pas de grande influence sur les résultats en termes de temps d'arrivée. L'écart moyen observé entre les deux jeux de données est de 2.6 %.

Ainsi, une évolution commune peut être définie et modélisée par une loi puissance d'équation :

$$t_a = 4.4439 \cdot n^{-0.179} \qquad 2\text{-}10$$

Avec : - t_a : temps d'arrivée de l'onde de pression (ms)

- n : nombre de couches d'obstruction (-)

Le coefficient de corrélation relatif à cette loi est R^2 = 0.9041.

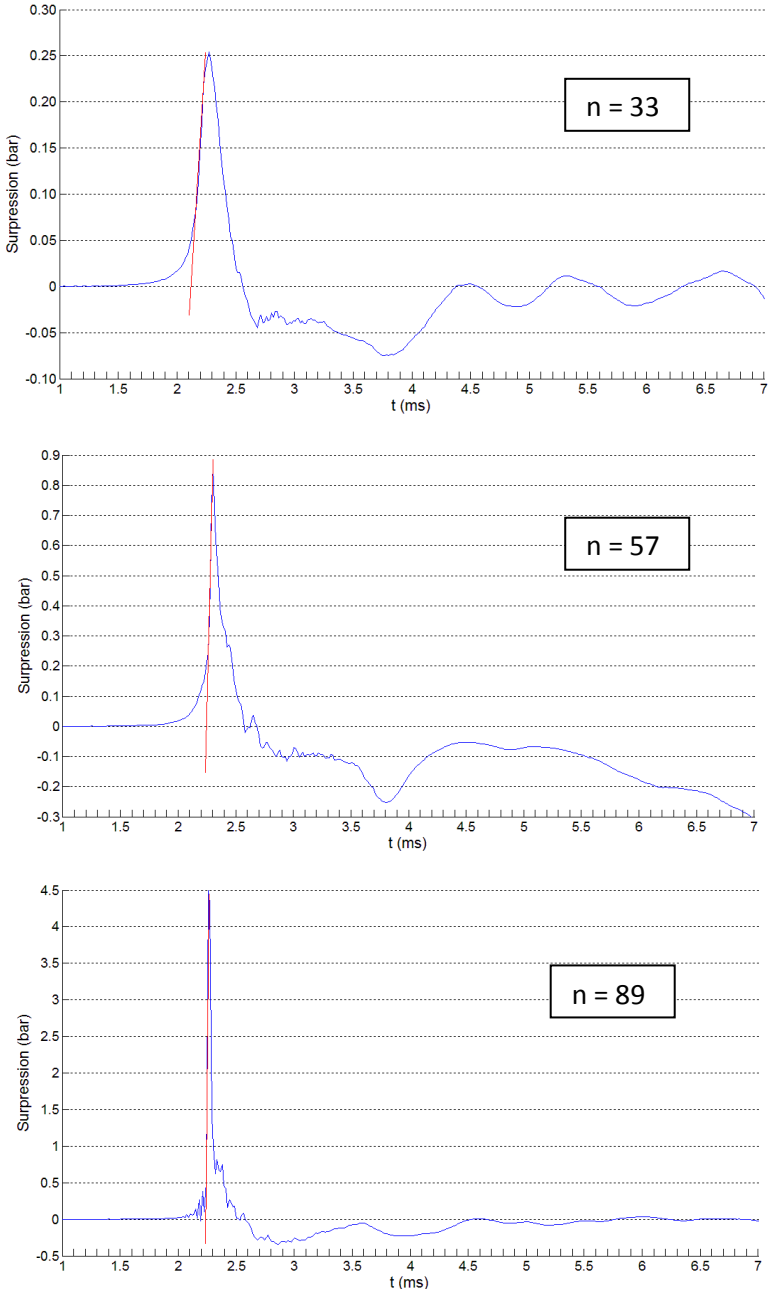


Figure 32 : Signal de pression relevé à 0.17 m de l'amorçage et pente de première montée (en rouge) pour 3 obstructions différentes : n = 33, 57 et 89 pour une structure de hauteur h_0 = 0.2 m.

Pour ces différentes configurations (Figure 32), le capteur localisé à 0.17 m de l'amorçage se situe à une distance inférieure au rayon maximal de flamme.

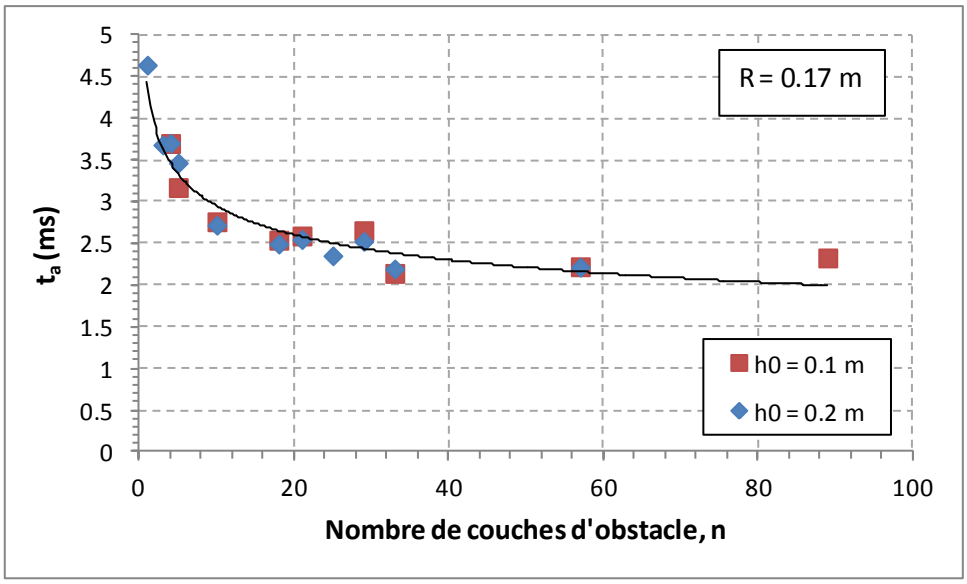


Figure 33 : Temps d'arrivée de l'onde de pression à 0.17 m de l'amorçage en fonction du nombre de couches d'obstruction pour toutes les configurations étudiées.

En ce qui concerne l'évolution du temps d'arrivée de l'onde de pression pour plusieurs degrés d'obstruction en fonction de la distance de l'amorçage, les résultats sont représentés Figure 34 pour h_0 = 0.1 m.

.

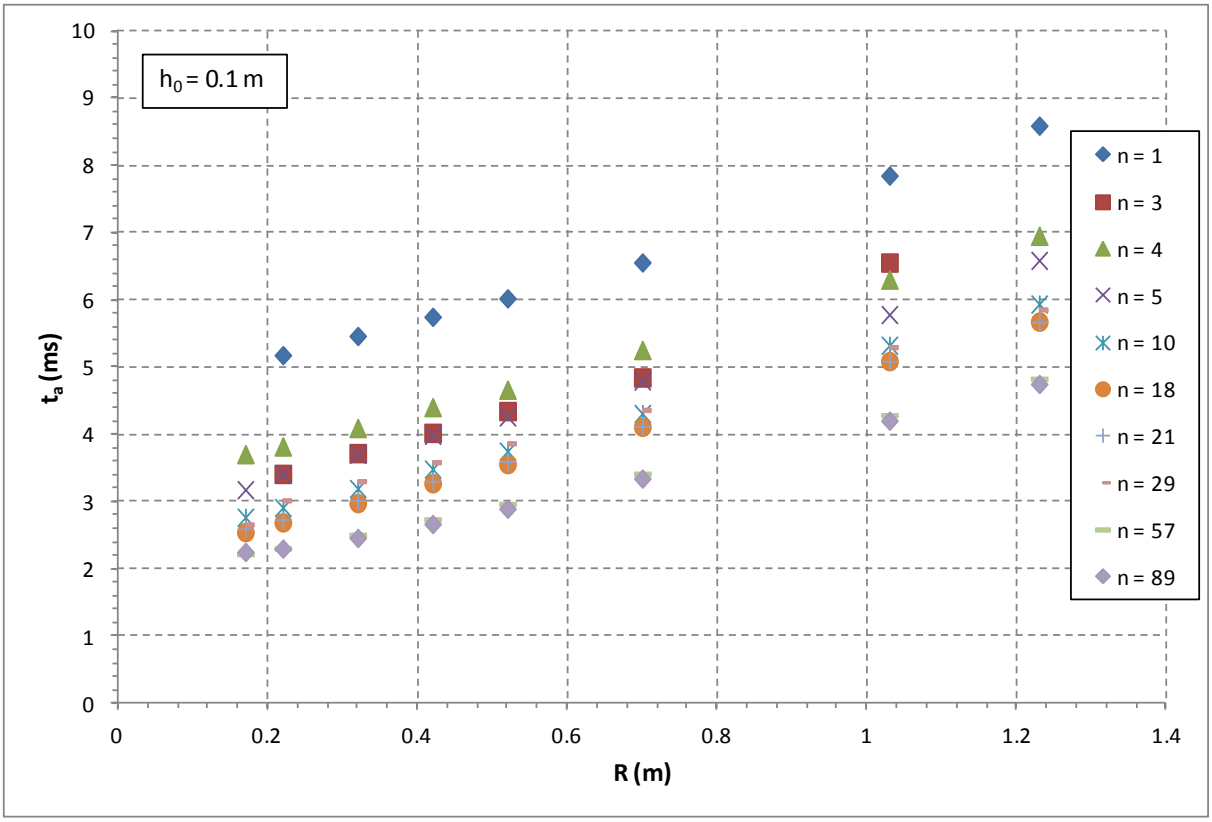


Figure 34 : Evolution du temps d'arrivée de l'onde de pression en fonction de la distance à l'amorçage pour différents degrés d'obstruction, n.

Le temps d'arrivée de l'onde de pression augmente linéairement avec la distance de la source d'amorçage (Figure 34). Il est donc possible d'écrire la relation linéaire liant le temps d'arrivée à la distance de l'amorçage de la façon suivante :

$$t_a = a \cdot R + b \qquad 2\text{-}11$$

Avec : - a : coefficient (m^{-1}.ms)

- R : distance séparant le point de mesure de la source d'amorçage (m)

- b : coefficient (ms)

Avec cette écriture (équation (2-11)), les modélisations de l'évolution du temps d'arrivée en fonction de la distance à l'amorçage pour toutes les configurations d'obstructions présentes sur la Figure 34 sont répertoriées dans le Tableau 9.

h_0 = 0.1 m				
n (-)	a (m^{-1}.ms)	b (ms)	Célérité moyenne c_m = 1000/a ($m.s^{-1}$)	Coefficient de corrélation
1	3.13	4.4249	319.5	0.998
3	3.63	2.5154	275.5	0.994
4	3.09	3.1168	323.6	0.999
5	3.10	2.6700	322.6	0.998
10	3.00	2.2287	333.3	0.998
18	2.96	2.0287	337.8	1.000
21	2.91	2.0840	343.6	1.000
29	2.89	2.3214	346.0	0.996
57	2.48	1.7223	403.2	0.998
89	2.40	1.7188	416.7	0.994

Tableau 9 : Coefficients des relations linéaires décrivant l'évolution du temps d'arrivée de l'onde de pression en fonction de la distance de l'amorçage pour différentes obstructions.

Les coefficients a et b de la loi d'évolution du temps d'arrivée de l'onde de pression en fonction de la distance à l'amorçage (équation 2-11) évoluent avec le nombre de couches d'obstacle, n, suivant les relations ci-après :

$$a = -0.0089 \cdot n + 3.1158 \qquad 2\text{-}12$$

$$b = 3.0518 \cdot n^{-0.125} \qquad 2\text{-}13$$

Avec : - a : coefficient (m^{-1}.ms)

- n : nombre de couches d'obstacle (-)

- b : coefficient (ms)

L'équation (2-11) devient alors :

$$t_a = (-0.0089 \cdot n + 3.1158) \cdot R + 3.0518 \cdot n^{-0.125} \qquad 2\text{-}14$$

Avec : - a : coefficient (m^{-1}.ms)

- n : nombre de couches d'obstacle (-)

- R : distance séparant le point de mesure de la source d'amorçage (m)

- b : coefficient (ms)

La comparaison des données expérimentales et des valeurs calculées avec la relation (2-14) (Figure 35) montre un écart plus important pour une configuration comportant une seule couche d'obstacle (n = 1). Dans ce cas, le modèle ne parvient pas à retranscrire les valeurs beaucoup plus importantes de t_a (Figure 34) par rapport à une configuration plus obstruée. Le modèle sous-estime de 24.0 % en moyenne le temps d'arrivée dans cette configuration. Cet écart est important en comparaison aux 4.7 % d'erreur du modèle pour les autres configurations.

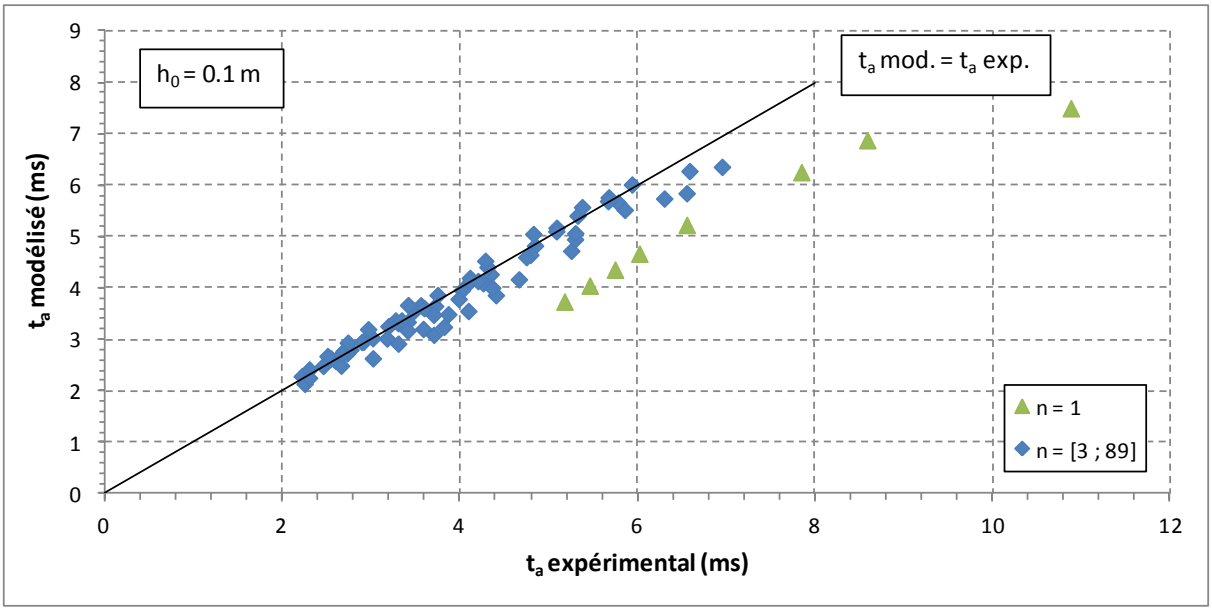


Figure 35 : Temps d'arrivée modélisé par l'équation (2-14) en fonction du temps d'arrivée expérimental.

Les résultats présentés dans le Tableau 9 montrent une bonne concordance (coefficients de corrélation supérieurs à 0.99) entre les résultats expérimentaux et les équations linéaires de modélisation. Le coefficient directeur de ces relations est lié par son inverse à la vitesse moyenne d'onde de pression. Les données sont reportées en mètres par seconde dans le Tableau 9. La vitesse moyenne de l'onde augmente avec le nombre de couches d'obstacle. Cela rejoint les observations faites pour la vitesse de flamme (Paragraphe 2.3.2.2). Cette augmentation se traduit par une diminution de la pente d'évolution du temps d'arrivée de l'onde (a) (Tableau 9) et par un aplanissement progressif des données au fur et à mesure que l'obstruction augmente (Figure 34).

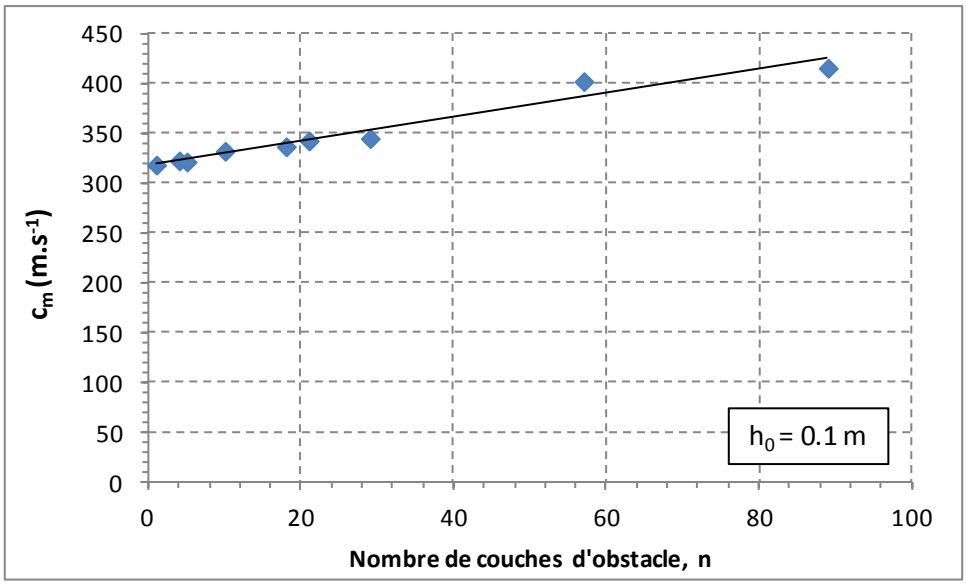


Figure 36 : Evolution de la vitesse moyenne de l'onde de pression avec le degré d'obstruction.

L'augmentation de la vitesse moyenne de l'onde (Figure 36) en fonction du nombre de couches d'obstacle peut être modélisée avec un coefficient de corrélation de 0.9595 par une loi linéaire d'équation :

$$c_m = 1.193 \cdot n + 318.590 \qquad 2\text{-}15$$

Avec : - c_m : célérité moyenne de l'onde de pression (m.s^{-1})

- n : nombre de couches d'obstacles (-)

Le point d'abscisse n = 3 n'a pas été représenté sur la Figure 36 car il ne suivait pas l'évolution générale de la série de données. Les valeurs de vitesse moyenne d'onde sont un bon indicateur de l'impact de l'obstruction sur la progression de l'onde. Elles permettent aussi de déterminer avec précision ($R^2 > 0.99$, cf. Tableau 9) la position de l'onde de pression à un instant t dans la portion de l'espace décrite par les modélisations en question.

Cependant, la vitesse de l'onde de pression peut varier en fonction de la distance du point de mesure du centre d'amorçage (Figure 37). La variation est d'autant plus forte que l'obstruction est dense. Ainsi, pour l'obstruction maximale composée de 89 couches d'obstacles, la vitesse maximale de l'onde de pression atteint 994 m.s^{-1}. Cette valeur a été calculée entre les points de mesures situés à 0.17 m et 0.22 m de l'amorçage. Dans le cas des deux obstructions les plus élevées (57 et 89 couches d'obstacles), la célérité de l'onde décroît rapidement avec la distance de l'amorçage jusqu'à atteindre des valeurs proches de la vitesse du son dans l'air (340 m.s^{-1}). Ainsi, pour une abscisse de 1.43 m qui correspond à la vitesse calculée à partir des temps d'arrivée mesurés à 1.23 m et 1.43 m de l'amorçage, la célérité de l'onde atteint respectivement les valeurs de 364 m.s^{-1} et 362 m.s^{-1} pour les configurations comportant 57 et 89 couches d'obstacle.

Dans les cas de configurations peu obstruées, la vitesse d'onde avoisine celle du son dans l'air tout au long de son parcours. Pour n = 18 par exemple, la vitesse de l'onde à 0.22 m (évolution de l'onde entre 0.17 m et 0.22 m du centre d'amorçage) atteint 344.9 m.s^{-1} contre 340.4 m.s^{-1} à 1.23 m (évolution de l'onde entre 1.23 m et 1.43 m du centre d'amorçage). Dans ce cas, comme la vitesse

d'onde n'évolue que très peu dans l'espace, la valeur moyenne (Tableau 9) décrit fidèlement la progression de l'onde. Un écart de 2.1 % et 0.8 % sont respectivement observées entre les deux dernières valeurs et la valeur de vitesse moyenne de 337.8 $m.s^{-1}$.

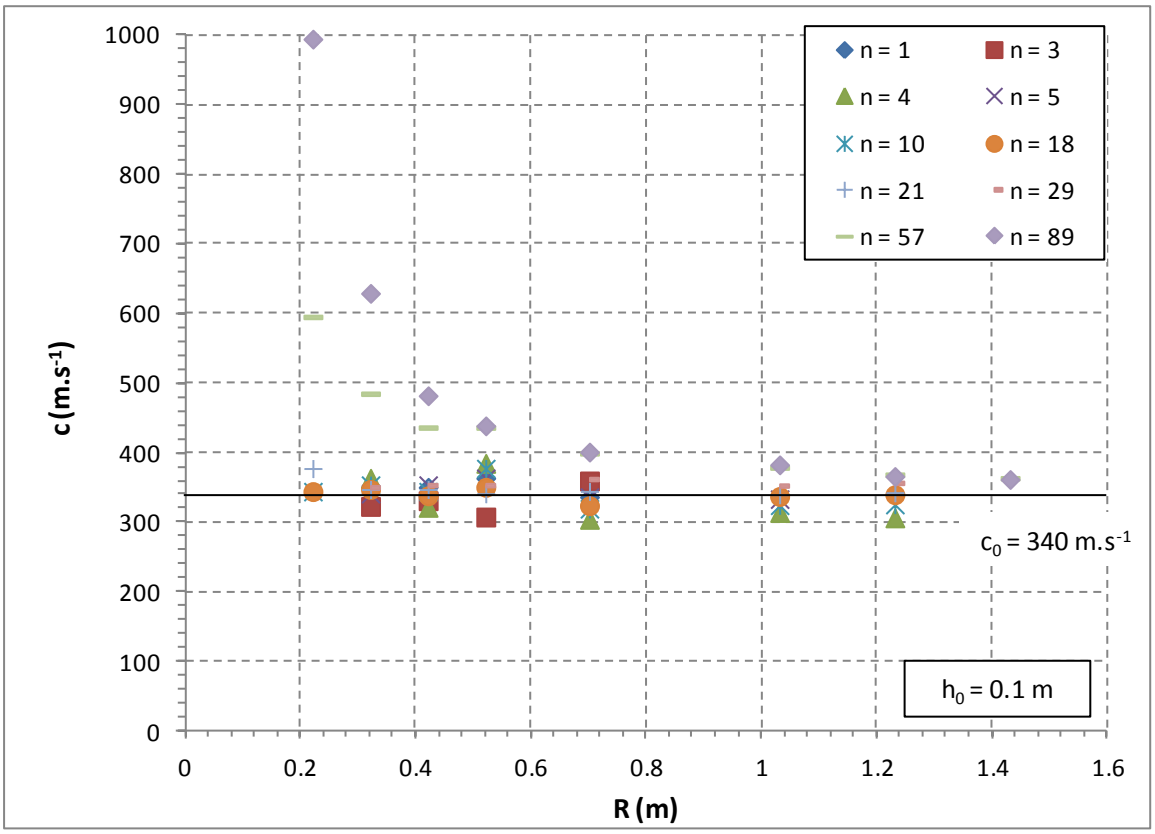


Figure 37 : Vitesse de l'onde de pression en fonction de la distance à l'amorçage pour différents degrés d'obstruction.

Les résultats en termes de temps d'arrivée montrent l'impact de la densité d'obstruction sur l'onde de pression. Une obstruction plus importante entraîne l'accélération de l'onde jusqu'à la sortie du champ d'obstacles. La vitesse supersonique de l'onde s'estompe vite en sortie de champ d'obstacles jusqu'à rejoindre des valeurs soniques. Si aucune valeur supersonique n'est relevée pour une obstruction faible ($n < 21$), cela est dû, en plus de la faible accélération de la flamme, à la plus faible dimension du champ d'obstacles (Tableau 5) et donc son éloignement du premier point de mesure situé à 0.17 m du centre d'amorçage. Ce point de mesure est localisé à une distance de 0.095 m du bord de la structure de diamètre 0.15 m utilisée pour des obstructions comportant entre 1 et 21 couches d'obstacles. La distance n'est que de 2 cm dans le cas de l'obstruction la plus élevée ($n = 89$), par exemple, avec une structure de 0.3 m de diamètre.

2.3.2.4 Surpression maximale

L'évolution de la surpression maximale en fonction de l'obstruction est directement liée à celle de la vitesse de flamme (Deshaies, 1981). D'après les observations faites en partie 2.3.2.2, la surpression maximale doit augmenter avec l'obstruction contenue dans la structure.

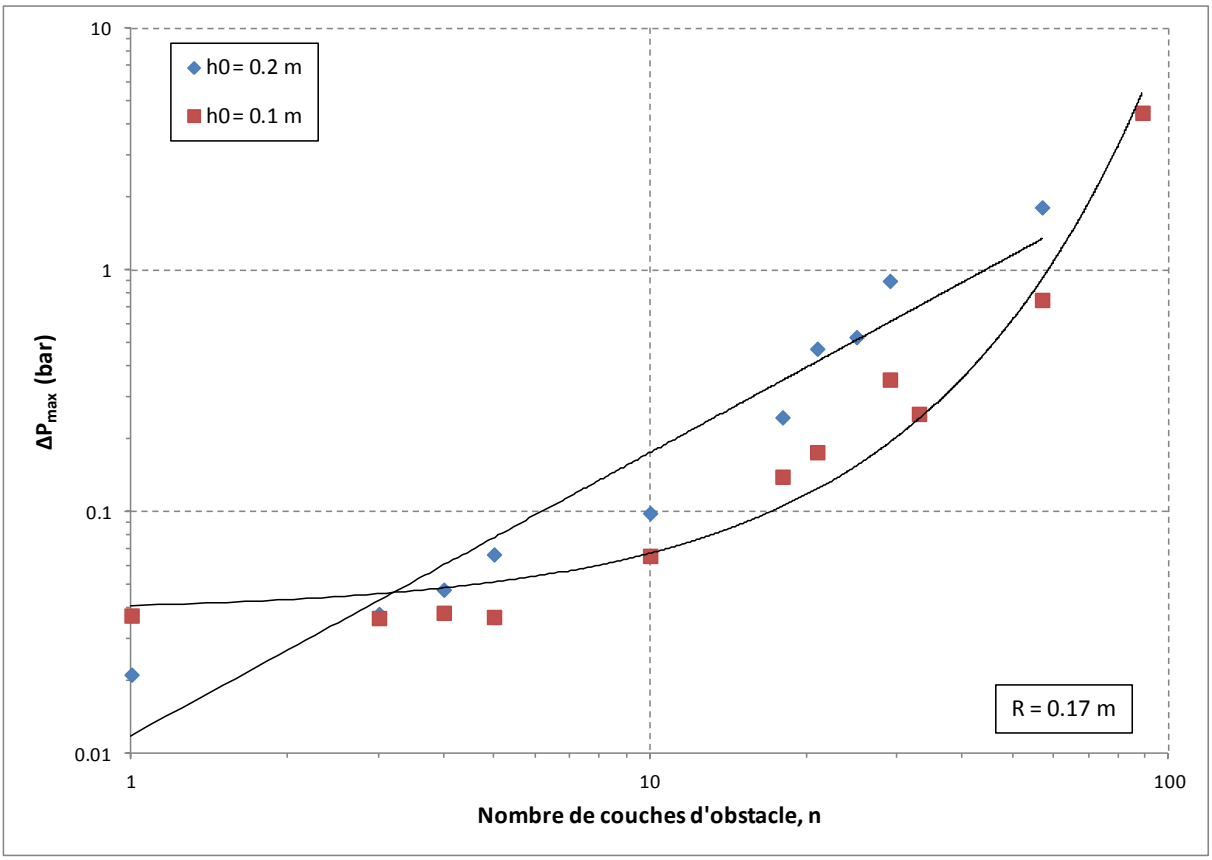


Figure 38 : Surpression maximale mesurée à 0.17 m de l'amorçage pour toutes les configurations obstruées (1 < n < 89) et pour les deux hauteurs de structure (h_0 = 0.1 m et h_0 = 0.2 m).

Les résultats en termes de surpression maximale pour les configurations obstruées (Figure 38) témoignent en effet de cette augmentation. Dans le cas d'une structure de 0.1 m de hauteur, la surpression maximale mesurée à 0.17 m de l'amorçage prend la valeur minimale de 0.037 bars pour une obstruction élémentaire composée d'une seule couche. La valeur maximale de 4.479 bars est quant à elle atteinte pour 89 couches d'obstacles. Entre ces deux bornes, l'évolution de la surpression maximale mesurée à 0.17 m de l'amorçage peut être modélisée avec un coefficient de corrélation R^2 = 0.9634 par une loi exponentielle d'équation :

$$\Delta P_{max} = 0.0386 \cdot e^{0.0555 \cdot n} \qquad 2\text{-}16$$

Avec : - ΔP_{max} : surpression maximale (bar)

- n : nombre de couches d'obstacle (-)

L'écart relatif moyen mesuré entre la loi (équation 2-16) et les valeurs expérimentales atteint 22.6 % pour un écart maximal de 45.3 % relevé pour n = 29 et un écart minimal de 2.3 % pour n = 10. La hauteur du dispositif influe sur les résultats obtenus. La quantité de gaz combustible entre les deux hauteurs considérées est doublée. Cela peut expliquer la différence dans les résultats, à obstruction égale, pour deux hauteurs différentes. L'évolution de la surpression maximale mesurée à 0.17 m de l'amorçage suit donc une loi différente de celle énoncée équation (2-16) pour le dispositif de hauteur 0.1 m. La nouvelle relation décrit les résultats expérimentaux avec un écart relatif moyen de 29.4 %, par une relation puissance d'équation :

$$\Delta P_{max} = 0.0119 \cdot n^{1.1696} \qquad 2\text{-}17$$

Avec : - ΔP_{max} : surpression maximale (bar)

- n : nombre de couches d'obstacle (-)

L'écart entre les données expérimentales et celles obtenues par l'équation (2-17) peut atteindre, au maximum, 78.1 % pour n = 10 et prend la valeur minimale de 2.8 % pour n = 25.

Les résultats en termes de surpressions maximales obtenues expérimentalement pour les deux hauteurs de dispositif h_0 = 0.1 m et h_0 = 0.2 m présentent un écart qui augmente avec le nombre de couches d'obstacle n. Ainsi, pour n = 3, un écart relatif de 3.8 % sépare les résultats obtenus qui sont respectivement 0.036 bar pour h_0 = 0.1 m et 0.038 bar pour h_0 = 0.2 m. Cet écart atteint 58.6 % pour n = 57 en faveur du plus grand volume. La quantité de combustible intervenant dans la déflagration a donc un impact sur la surpression maximale mesurée qui est d'autant plus prononcé que l'obstruction au sein du dispositif d'accélération de flamme est importante.

Maintenant que l'évolution de la surpression a été analysée pour un point de mesure, il est possible d'étudier celle-ci en fonction de la distance de l'amorçage.

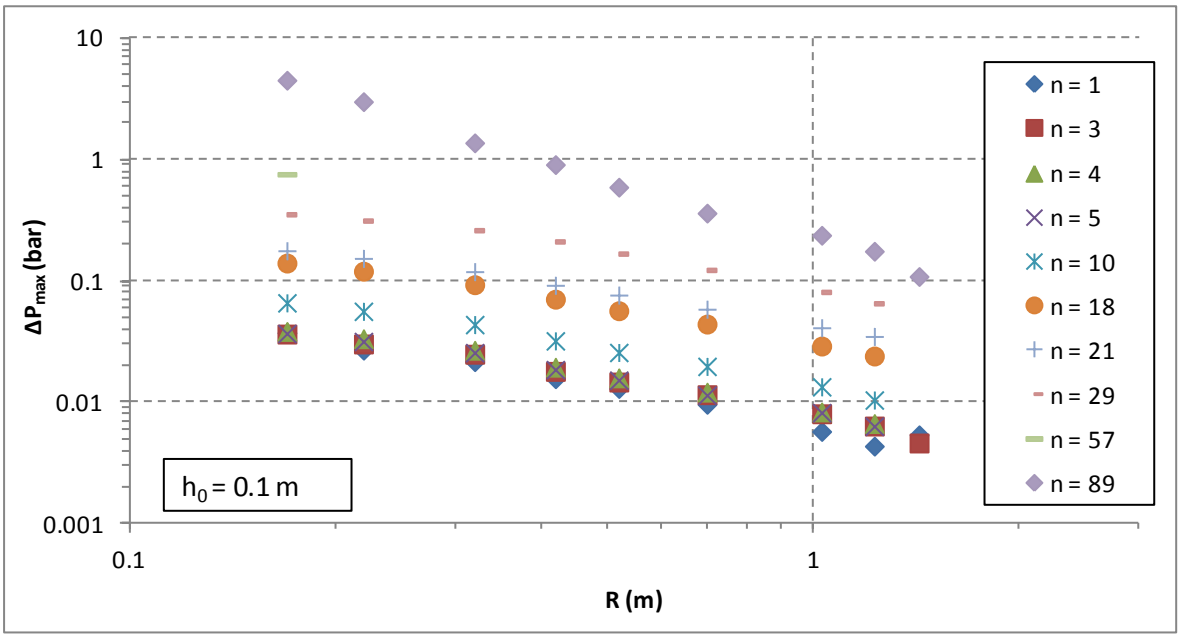


Figure 39 : Surpression maximale en fonction de la distance à l'amorçage pour plusieurs configurations d'obstruction (h_0 = 0.1 m).

L'évolution de la surpression maximale générée par la déflagration au sein du dispositif de hauteur 0.1 m diminue avec la distance de l'amorçage quelle que soit l'obstruction présente en son sein (Figure 39). Ainsi, pour une obstruction composée de 18 couches d'obstacles, la surpression mesurée s'échelonne entre les valeurs 0.140 bar à 0.17 m et 0.035 bar à 1.23 m. Cela représente une diminution de la surpression d'un facteur 4.

Les résultats montrent une faible variation des valeurs de surpressions pour une obstruction composée d'un nombre de couche inférieur ou égal à 5. Les valeurs pour l'obstruction minimale (n = 1) diffèrent légèrement en raison de l'effet de confinement généré par le film plastique qui peut être plus élevé relativement à la faiblesse de l'onde de pression par rapport aux autres essais réalisés dans des configurations plus obstruées.

La décroissance de la surpression peut être modélisée pour un degré d'obstruction donné par une fonction puissance de la forme :

$$\Delta P_{max} = a \cdot R^{b} \qquad 2\text{-}18$$

Avec : - ΔP_{max} : surpression maximale (bar)

- a : coefficient pré-exponentiel (bar)

- b : coefficient (m^{-1})

- R : la distance entre le point de mesure et l'amorçage (m)

La modélisation des données représentées Figure 39 pour une obstruction donnée par des équations de la forme (2-18) donnent des couples de coefficients (a, b) regroupés dans le Tableau 10.

h_0 = 0.1 m			
n	a (bar)	b (m^{-1})	Coefficient de corrélation
1	0.0064	-0.974	0.9787
3	0.0077	-0.937	0.9834
4	0.0086	-0.899	0.9896
5	0.0083	-0.895	0.9896
10	0.0137	-0.936	0.9918
18	0.0306	-0.906	0.9925
21	0.0429	-0.839	0.9949
29	0.0872	-0.871	0.9734
89	0.2173	-1.679	0.994

Tableau 10 : Coefficients des relations linéaires décrivant l'évolution de la surpression maximale en fonction de la distance de l'amorçage pour différentes obstructions.

Les coefficients de la modélisation de la surpression maximale en fonction de la distance à l'amorçage, décrite par l'équation (2-18), évoluent en fonction du nombre de couches d'obstacle présentes dans le dispositif d'accélération de flamme. Le coefficient pré-exponentiel, a, augmente avec le nombre de couches d'obstacle, n (Figure 40).

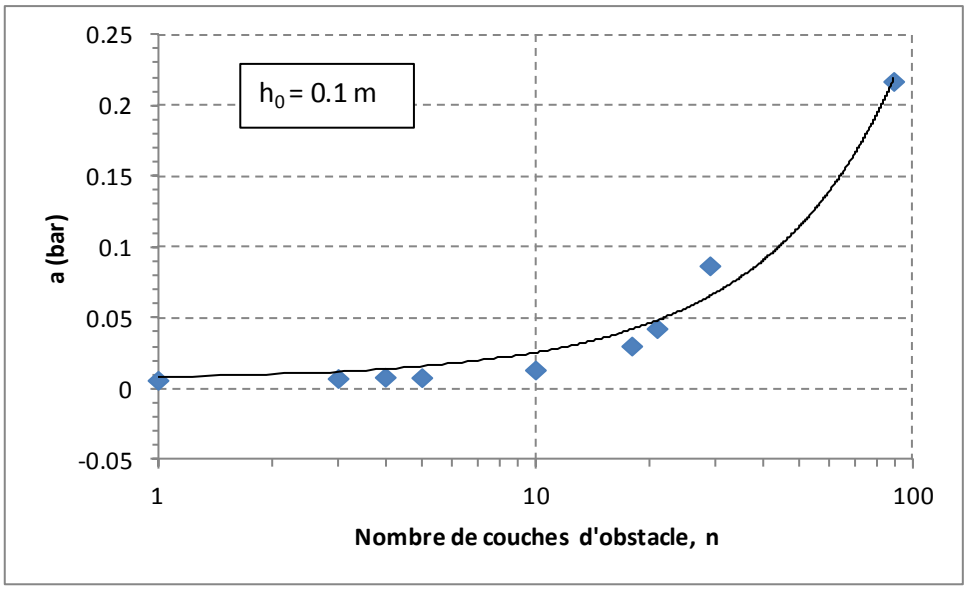


Figure 40 : Coefficient pré-exponentiel a de l'équation (2-18) en fonction du nombre de couches d'obstacle.

Il évolue en fonction du nombre de couches d'obstacle suivant une loi polynomiale de degré 2 d'équation :

$$a = 6 \cdot 10^{-6} \cdot n^2 + 0.0019 \cdot n + 0.0064 \qquad 2\text{-}19$$

Avec : - a : coefficient pré-exponentiel de l'équation (2-18) (bar)

- n : nombre de couches d'obstacle (-)

L'écart relatif moyen entre les coefficients a déterminés à partir des données expérimentales (Figure 39) et ceux modélisés par l'équation (2-19) est de 46.0 %. Il atteint la valeur maximale de 93.4 % pour n = 5. L'écart relatif maximal et, de façon générale, l'écart relatif moyen relatif est élevé à cause des faibles valeurs prises par a pour des valeurs de n inférieures ou égales à 10 (Figure 40).

Le coefficient b, par contre, évolue peu avec le nombre de couches d'obstacle (Tableau 10). Il prend la valeur moyenne -0.907 $m^{-1} \pm 7.4$ % pour $1 \leq n \leq 57$. Pour n = 89, la valeur est plus élevée et égale à -1.679 (Tableau 10), soit 85 % de plus que la valeur moyenne calculée pour $1 \leq n \leq 57$.

A partir des équations (2-18) et (2-19), il est possible de modéliser la surpression maximale mesurée à une distance de l'amorçage comprise entre 0.17 m et 1.43 m, dans un dispositif de hauteur $h_0 = 0.1$ m et pour une obstruction composée de 1 à 89 couches d'obstacles. Les équations obtenues sont :

Pour $1 \leq n \leq 57$:

$$\Delta P_{max} = (6 \cdot 10^{-6} \cdot n^2 + 0.0019 \cdot n + 0.0064) \cdot R^{-0.907} \qquad 2\text{-}20$$

Pour n = 89 :

$$\Delta P_{max} = (6 \cdot 10^{-6} \cdot n^2 + 0.0019 \cdot n + 0.0064) \cdot R^{-1.679} \qquad 2\text{-}21$$

Avec : - ΔP_{max} : surpression maximale (bar)

- R : la distance entre le point de mesure et l'amorçage (m)

Les équations (2-20) et (2-21) ne diffèrent que par la valeur de l'exposant de R.

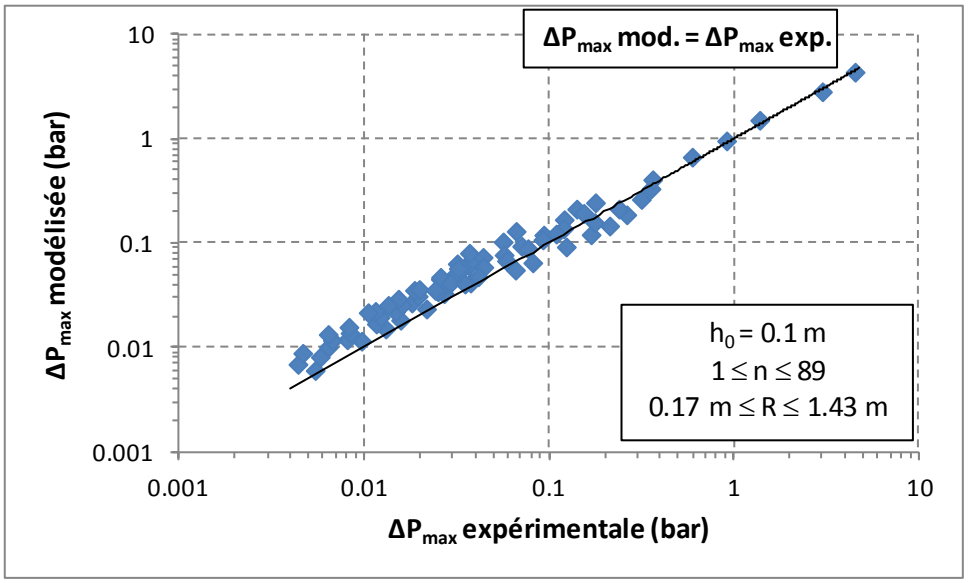


Figure 41 : Surpression maximale modélisée par les équations (2-22) et (2-21) comparée à la surpression maximale expérimentale.

La comparaison des résultats modélisés par les équations (2-20) et (2-21) et des résultats expérimentaux (Figure 41) montre un écart moyen de 45.7 %.

L'augmentation de la surpression maximale avec le nombre de couches d'obstacle suit celle de la vitesse maximale de flamme (Figure 42).

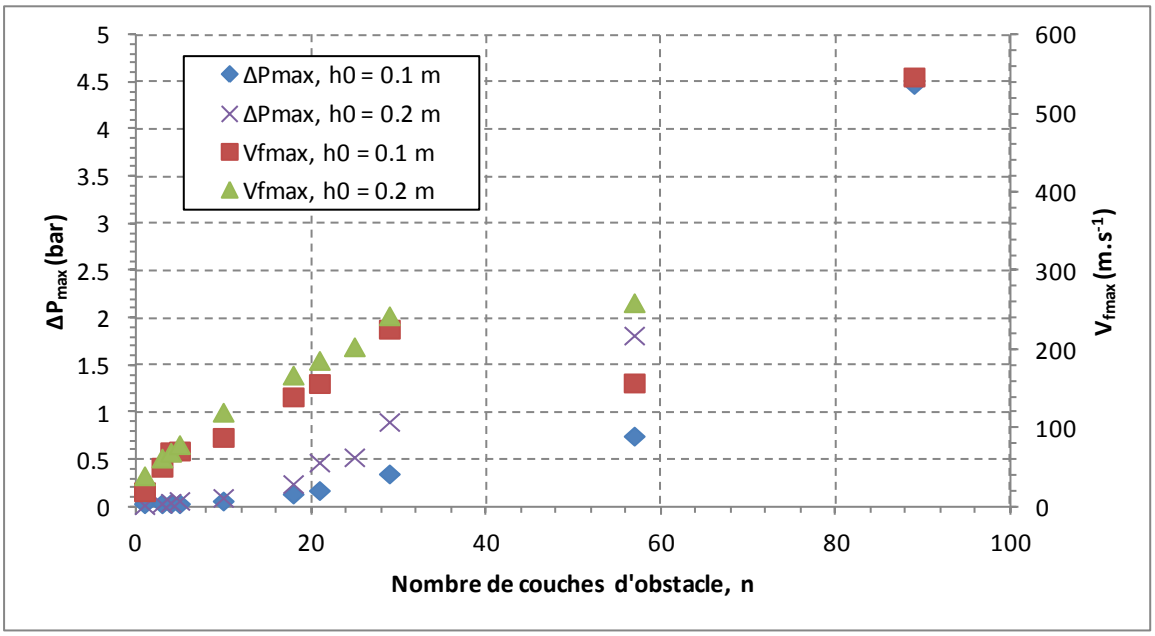


Figure 42 : Surpression maximale expérimentale mesurée à R = 0.17 m de l'amorçage et de la vitesse maximale de flamme expérimentale en fonction du nombre de couches d'obstruction.

2.3.2.5 Impulsion positive

Après la surpression maximale, l'impulsion positive est un autre indicateur de la violence de l'explosion. Elle représente l'intégrale du premier pic de pression positif. Elle décrit donc mieux l'impact de l'onde de pression sur une structure en prenant en compte le temps de chargement.

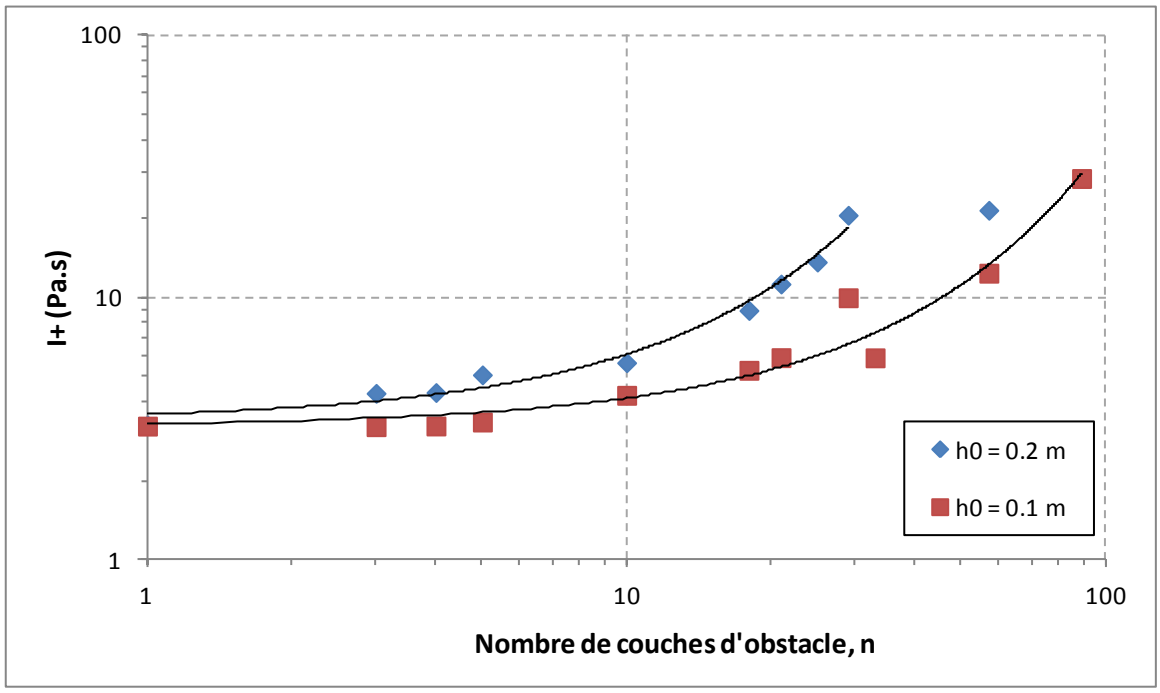


Figure 43 : Impulsion positive en fonction du nombre de couches d'obstacle.

L'évolution de l'impulsion positive en fonction du nombre de couches d'obstruction (Figure 43) se traduit par une augmentation exponentielle pour les deux hauteurs de structure. Dans le cas du cylindre de hauteur 0.1 m, l'augmentation s'effectue suivant la loi d'équation (2-22).

Pour $1 \leq n \leq 89$:

$$I^{+} = 3.2148 \cdot e^{0.0249 \cdot n} \qquad 2\text{-}22$$

Avec : - I^{+} : impulsion positive (Pa.s)

- n : nombre de couches d'obstruction (-)

L'écart entre les données calculées avec l'équation (2-22) et les valeurs expérimentales est au maximum de 33.8 % pour n = 29 et au minimum de 1.7 % pour n = 1.

La valeur minimale de l'impulsion mesurée pour n = 1 s'élève à 3.2 Pa.s. La valeur augmente suivant l'équation (2-22) pour atteindre finalement la valeur de 28.5 Pa.s pour l'obstruction maximale de n = 89.

Dans le cas de la structure de plus grande hauteur (h_0 = 0.2 m), l'augmentation de l'impulsion avec le nombre d'obstacles présents dans le parcours de la flamme suit la relation :

Pour $1 \leq n \leq 29$:

$$I^+ = 3.3758 \cdot e^{0.0585 \cdot n} \qquad 2\text{-}23$$

Avec : - I^+ : impulsion positive (Pa.s)

- n : nombre de couches d'obstruction (-)

L'écart entre l'impulsion positive calculée avec la relation (2-23) et les résultats expérimentaux atteint un maximum de 11.0 % pour n = 5 et un minimum de 1.9 % pour n = 4.

Après cette dernière valeur du nombre de couches (n = 29), l'impulsion positive se stabilise. En effet, la valeur 21.6 Pa.s mesurée pour n = 57 n'est que 5.4 % supérieure à la valeur 20.5 Pa.s obtenue pour n = 29.

La comparaison des séries de données obtenues pour les deux hauteurs de cylindre (Figure 43) montre leur divergence l'une par rapport à l'autre. Les valeurs obtenues pour de faibles valeurs d'obstruction sont relativement proches : 1.1 % d'écart pour n = 1, ce qui montre l'indépendance de la géométrie et du volume en milieu non obstrué/non confiné.

Cet écart augmente pour se stabiliser pour n > 5. A partir de ce seuil, le rapport entre les valeurs obtenues pour h_0 = 0.2 m et h_0 = 0.1 m est de 1.85 ± 10.1 %. Ce rapport est proche du rapport de volume de mélange combustible entre les deux structures, qui est égal à 2.

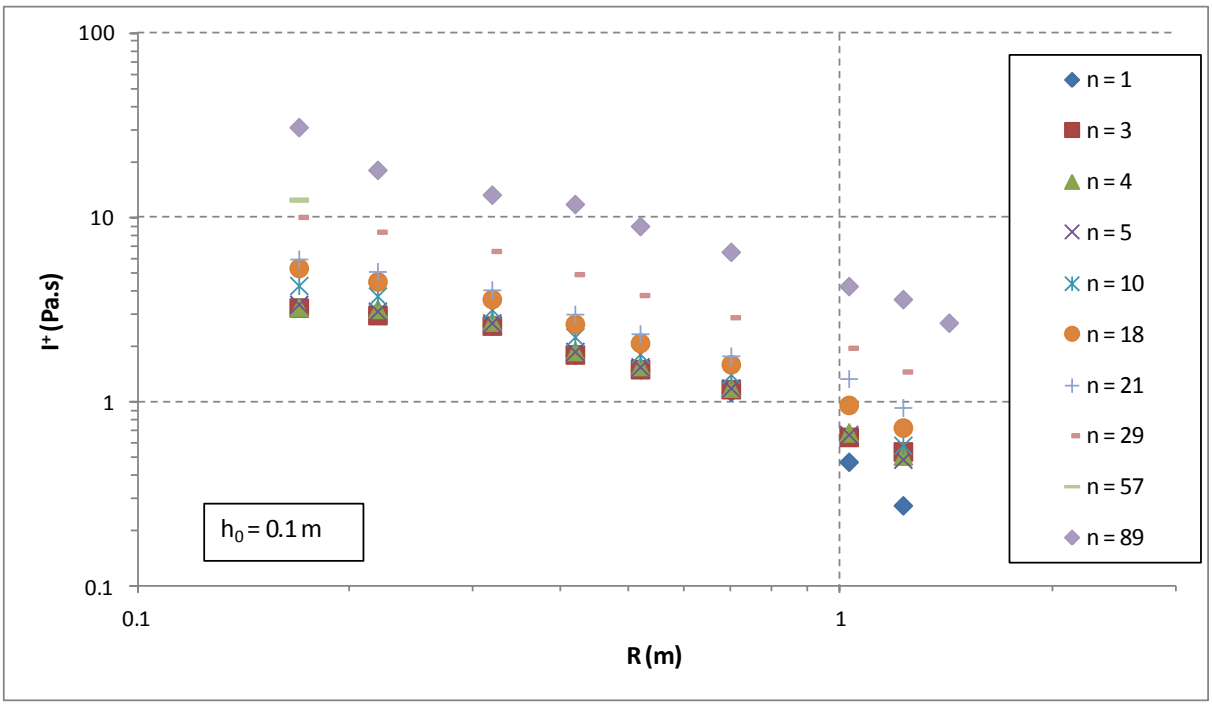


Figure 44 : Impulsion positive en fonction de la distance à l'amorçage pour différentes obstructions.

L'évolution de l'impulsion positive en fonction de la distance à l'amorçage (Figure 44) témoigne d'une diminution pour toutes les obstructions considérées, avec une hauteur de structure h_0 de 0.1 m. La décroissance est par ailleurs d'autant plus prononcée que le nombre de couches d'obstruction est important. Par exemple, pour n = 89, l'impulsion positive prend les valeurs de 30.7 Pa.s à 0.17 m

de l'amorçage et de 3.6 Pa.s à 1.23 m. Cela représente une diminution d'un facteur 8.8 sur une distance de 1.05 m. Par contre, pour une obstruction composée de 3 couches d'obstacles, les valeurs prises par l'impulsion positive s'échelonnent entre 3.2 Pa.s mesurée à 0.17 m de l'amorçage et 0.5 Pa.s à 1.23 m. La décroissance de l'impulsion positive est maintenant caractérisée par un facteur 6.4. Les deux vitesses d'évolutions font que leur modélisation n'aura pas la même forme pour toutes les obstructions. Ainsi pour une obstruction faible ($n \leq 10$), la variation de I^+ est représentée par une loi exponentielle de la forme :

$$I^+ = a \cdot e^{b \cdot R} \quad \text{pour } 1 \leq n \leq 10 \qquad 2\text{-}24$$

Avec : - I^+ : impulsion positive (Pa.s)

- a : un coefficient (Pa.s)

- b : coefficient (m^{-1})

Pour une obstruction plus importante ($n \geq 18$), l'évolution de l'impulsion positive de l'onde de pression s'exprime par une loi puissance de la forme :

$$I^+ = a \cdot R^b \quad \text{pour } n \geq 18 \qquad 2\text{-}25$$

Avec : - I^+ : impulsion positive (Pa.s)

- a : coefficient ($Pa.s.m^{-1}$)

- b : coefficient (-)

- R : distance entre le point de mesure et l'amorçage (m)

Les lois d'évolution de l'impulsion positive en fonction de la distance de l'amorçage, calculées d'après les données représentées Figure 44 sont décrites dans le Tableau 11.

h_0 = 0.1 m				
n	a	b	R^2	Loi d'évolution
1	5.2552	-2.365	0.9942	Loi exponentielle Equation (2-18) : $I^+ = a \cdot e^{b \cdot R}$
3	4.1171	-1.749	0.9844	
4	4.3795	-1.804	0.9886	
5	4.4232	-1.844	0.9910	
10	5.3916	-1.874	0.9856	
18	1.0146	-1.006	0.9808	Loi puissance Equation (2-25) : $I^+ = a \cdot R^b$
21	1.2679	-0.922	0.9856	
29	1.9677	-0.970	0.9892	
89	4.2815	-1.054	0.9874	

Tableau 11 : Coefficients relatifs aux lois de modélisation décrivant l'évolution de l'impulsion positive en fonction de la distance de l'amorçage pour différentes obstructions dans un cylindre de hauteur h_0 = 0.1 m.

Pour $3 \leq n \leq 10$, le coefficient a augmente linéairement par rapport au nombre de couches d'obstacle suivant l'équation :

$$a = 0.1789 \cdot n + 3.5938 \quad \text{pour } 3 \leq n \leq 10 \qquad 2\text{-}26$$

L'écart entre les valeurs de a calculées par l'équation (2-26) et les valeurs déterminées à partir des données expérimentales, tracées Figure 44, est de 1.6 %.

Pour ce même ensemble de données ($3 \leq n \leq 10$), un coefficient b moyen peut être calculé à partir des données du Tableau 11. Il est égal à -1.818 avec une erreur relative de 11.1 %.

En considérant la loi d'évolution de a (équation 2-26) et la valeur moyenne de b calculée pour $3 \leq n \leq 10$, la loi d'évolution de l'impulsion positive pour un dispositif de hauteur h_0 = 0.1 m obstrué mesurée à des distances de l'amorçage comprises entre R = 0.17 m et R = 1.23 m (équation 2-24) devient :

$$I^+ = (0.1789 \cdot n + 3.5938) \cdot e^{-1.818 \cdot R} \quad \text{pour } 1 \leq n \leq 10 \qquad 2\text{-}27$$

Avec : - I^+ : impulsion positive (Pa.s)

- n : nombre de couches d'obstacles (-)

- R : distance entre le point de mesure et l'amorçage (m)

Dans le cas d'une obstruction composée d'un nombre de couches supérieur ou égal à 18, le coefficient a de l'équation (2-25) suit la loi polynomiale d'équation :

$$a = -0.0007 \cdot n^2 + 0.1193 \cdot n - 0.921 \quad \text{pour } n \geq 18 \qquad 2\text{-}28$$

Avec : - a : coefficient de l'équation (2-25) ($Pa.s.m^{-1}$)

- n : nombre de couches d'obstacle (-)

L'écart moyen entre les valeurs de a données par l'équation (2-28) et les valeurs déterminées à partir des essais expérimentaux tracés Figure 44 est de 1.5 %. Un coefficient b moyen peut de même être calculé pour les configurations comportant plus de 18 couches d'obstacles à partir des valeurs du Tableau 11. Ainsi, la valeur b = -0.988 est considérée pour ces configurations. Elle présente un écart de 13.4 % avec les valeurs de b obtenues à partir des données de la Figure 44.

Avec cette nouvelle expression pour le coefficient a (équation 2-28) et la valeur moyenne du coefficient b déterminée, l'équation (2-25) devient :

$$I^+ = (0.1789 \cdot n + 3.5938) \cdot R^{-1.818} \quad \text{pour } n \geq 18 \qquad 2\text{-}29$$

Avec : - I^+ : impulsion positive (Pa.s)

- n : nombre de couches d'obstacles (-)

- R : distance entre le point de mesure et l'amorçage (m)

La comparaison des valeurs d'impulsion positives calculées à partir des équations (2-27) et (2-29) avec les valeurs expérimentales est représentée Figure 45. L'écart moyen entre ces deux séries de valeurs s'élève à 7.3 % avec une valeur maximale de 24.3 % mesurée à 0.17 m de l'amorçage dans une configuration obstruée par 29 couches d'obstacle.

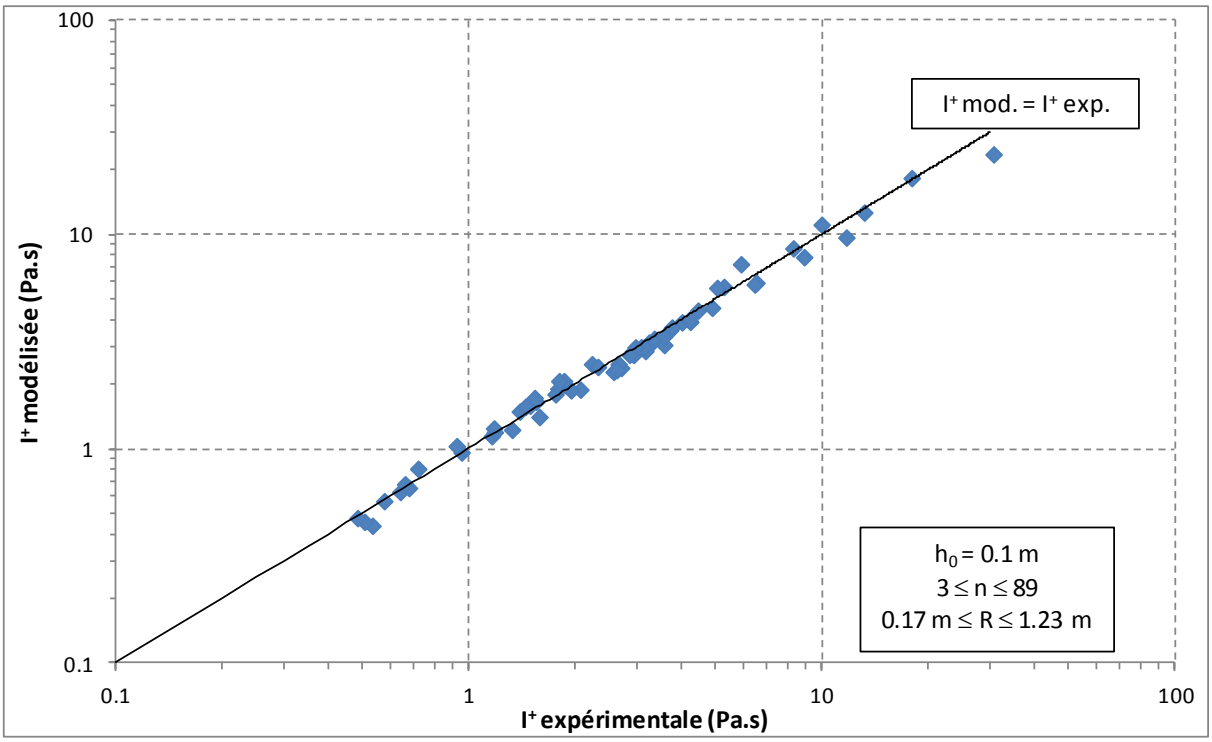


Figure 45 : Impulsion positive modélisée par les équations (2-27) et (2-29) en fonction de l'impulsion mesurée expérimentalement.

2.3.3 Etude de la richesse

Le dispositif comportant 89 couches d'obstacles est donc retenu comme dispositif d'accélération de flamme pour les essais expérimentaux avec mur de protection. Il est nécessaire de définir le comportement de ce dernier en champ libre puisque ces résultats seront utilisés comme références dans l'étude de l'impact des murs de protection sur la propagation de l'onde de pression. La configuration géométrique de l'enceinte étant fixée à une hauteur de 0.1 m et à un diamètre de 0.3 m (Tableau 5), seule l'influence de la composition du mélange gazeux est à étudier. L'intervalle de richesses considéré est ϕ = [0.4 , 2.5] ($\%_{vol}$ H_2 = [14.4 , 51.2]).

2.3.3.1 Rayon maximal de flamme

La première variable étudiée est le rayon maximal de flamme. Dans le cas des essais avec le dispositif d'accélération de flamme pour des richesses comprises entre 0.5 et 2.5 (Tableau 12), les écarts entre les résultats expérimentaux et le modèle sont importants : 30 % en moyenne. Il convient d'ajuster la valeur de l'exposant sur le coefficient d'expansion. En le faisant varier de telle sorte à minimiser

l'écart entre les valeurs expérimentales de rayon maximale de flamme et celles, théoriques, obtenues à l'aide de l'équation (2-6), l'expression suivante est déterminée :

$$R_{fmax_th} = r_0 \cdot \sigma^{0.292} \qquad 2\text{-}30$$

Avec : - R_{fmax_th} : rayon maximal théorique de flamme (m)

- r_0 : rayon du nuage combustible (m)

- σ : rapport d'expansion (-)

ϕ	$\%_{vol}$ H_2	σ	R_{fmax_exp} (m)	R_{fmax_th} (m)	Ecart (%) R_{fmax_exp} / R_{fmax_th}
0.50	17	5.01	0.187	0.251	34.0
0.60	20	5.53	0.203	0.277	36.4
0.65	21	5.77	0.240	0.288	20.1
0.70	23	5.98	0.237	0.299	26.2
0.80	25	6.36	0.257	0.318	23.6
0.90	27	6.67	0.256	0.333	30.1
1.00	30	6.86	0.254	0.343	35.1
1.10	32	6.89	0.253	0.345	36.0
1.20	34	6.82	0.268	0.341	27.4
1.30	35	6.73	0.264	0.337	27.5
1.40	37	6.64	0.261	0.332	27.0
1.50	39	6.54	0.258	0.327	26.8
1.60	40	6.45	0.269	0.322	19.9
1.70	42	6.36	0.261	0.318	22.0
1.80	43	6.27	0.247	0.313	26.7
1.90	44	6.18	0.262	0.309	18.0
2.00	46	6.09	0.242	0.305	25.8
2.50	51	5.70	0.176	0.285	61.6
	Moyenne des écarts				30

Tableau 12 : Rayons maximaux de flamme théoriques et expérimentaux à différentes richesses pour le volume du dispositif d'accélération de flamme (d_0 = 0.3 m, h_0 = 0.1 m, V = 7.1 L, n = 89).

Il est à noter que le coefficient 0.292 déterminé dans le modèle précédent (équation 2-30) a été obtenu en minimisant les écarts avec les valeurs expérimentales (Tableau 12) dans l'intervalle ϕ = [0.8, 2]. L'optimisation du coefficient a été réalisée en calculant l'écart entre les valeurs expérimentales et calculées pour un nombre important de valeurs de coefficients sous Matlab. Les résultats obtenus avec la relation (2-30) sont représentés et comparés avec les valeurs expérimentales (Figure 46).

L'évolution expérimentale du rayon maximal de flamme témoigne d'une certaine stabilité pour des richesses comprises entre 0.8 et 2. Par contre, dans les autres cas, la flamme atteint un rayon beaucoup plus faible, en dessous de 0.2 m (1.33 R_0) pour les essais les plus extrêmes, alors que la valeur de rayon atteinte autour de la stœchiométrie avoisine les 0.26 m (1.73 R_0).

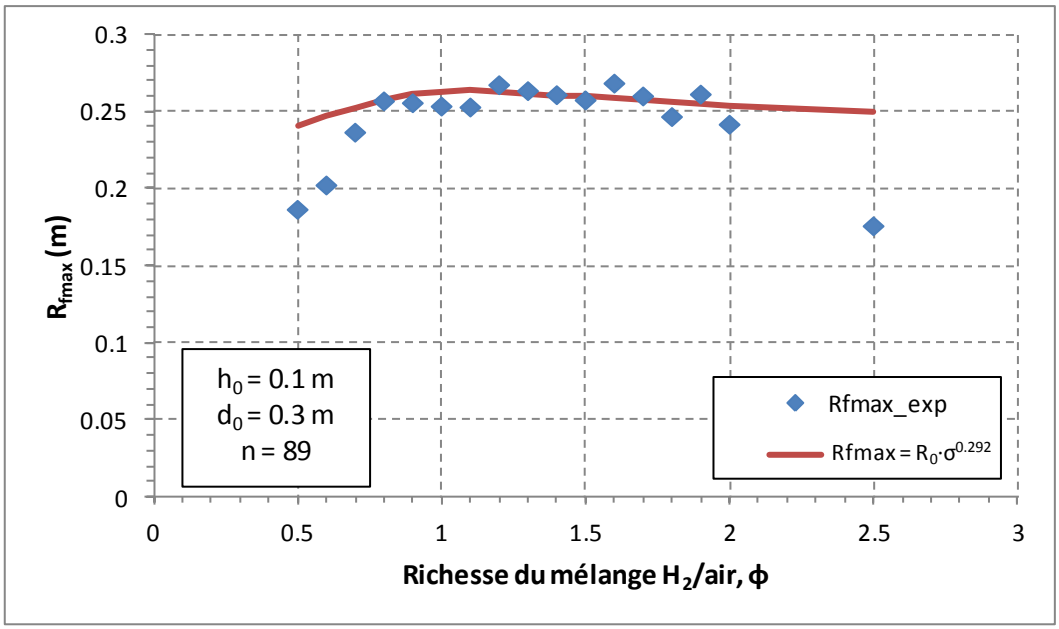


Figure 46 : Rayons de la flamme théoriques (relation 2-30) et expérimentaux en fonction de la richesse.

L'écart moyen entre les données obtenues avec le nouveau coefficient et les données expérimentales est de 2.8 %. La bonne concordance des données et la faible fluctuation des valeurs de rayon dans l'intervalle considéré permettent de considérer une valeur moyenne pour cet intervalle. Pour une richesse comprise entre 0.8 et 2, le rayon maximal de flamme prend la valeur moyenne de 0.259 m avec un écart relatif moyen de 0.8 % (dispersion autour de la moyenne). Dans la suite des calculs, la valeur R_{fmax_th} = 0.259 m sera utilisée pour des mélanges dont la richesse est comprise entre 0.8 et 2. En dehors de cet intervalle, la valeur expérimentale sera considérée.

2.3.3.2 Vitesse de flamme

Le second paramètre étudié est la vitesse de flamme. La configuration étant fortement obstruée, la flamme n'est visible qu'en sortie de dispositif. Ainsi, seule la décroissance de vitesse après la valeur maximale atteinte à la fin du champ d'obstacles est disponible.

La composition du mélange hydrogène – air caractérisée par sa richesse a une grande influence sur la vitesse maximale de flamme calculée (Figure 47). La vitesse de flamme, de faible amplitude pour un mélange pauvre, augmente jusqu'à atteindre sa valeur maximale de 634.9 $m.s^{-1}$ pour une richesse de 1.1 et diminue pour des richesses plus élevées jusqu'à sa valeur minimale sur l'intervalle d'étude étant 28.6 $m.s^{-1}$ pour une richesse de 2.5. La phase ascendante est partagée par les valeurs de vitesse de flamme théorique en champ libre (Figure 47). Néanmoins, pour des richesses du supérieures à ϕ = 1.1, la vitesse de flamme en champ libre continue d'augmenter jusqu'à ϕ = 1.7 avant d'entamer une phase descendante par la suite.

Par contre, la valeur maximale de flamme expérimentale en champ obstrué coïncide avec la valeur maximale du rapport d'expansion théorique, aussi atteinte pour la richesse ϕ = 1.1.

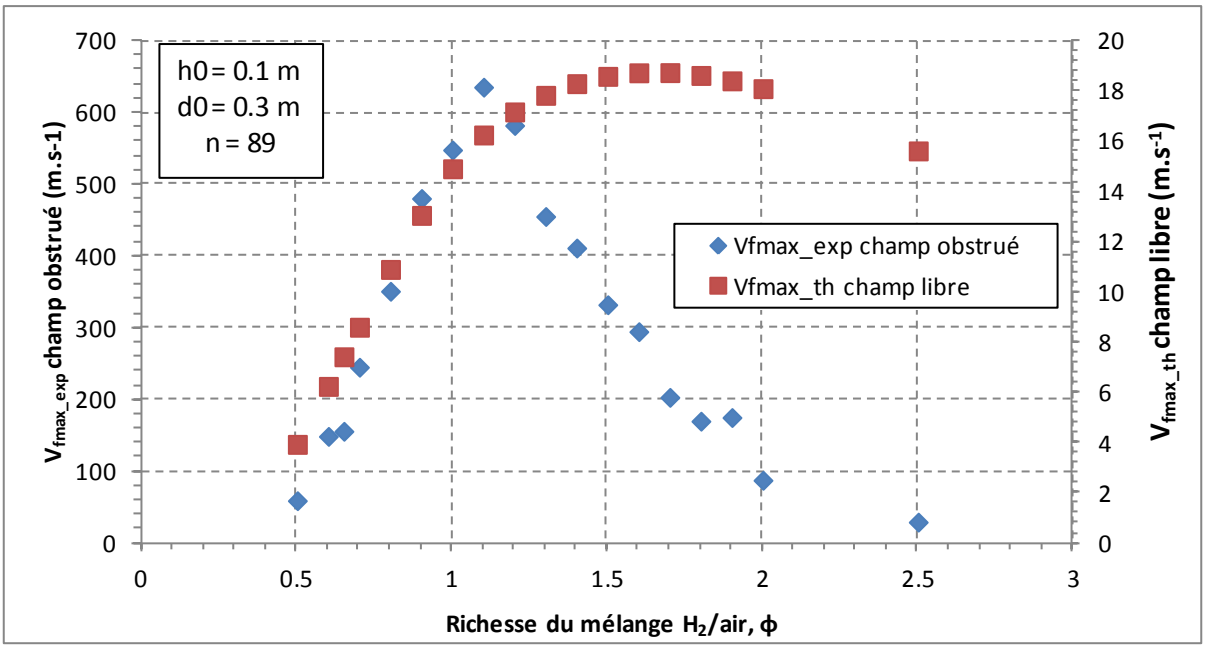


Figure 47 : Vitesse apparente maximale de flamme expérimentale pour une configuration obstruée et vitesse maximale apparente de flamme en champ libre théorique en fonction de la richesse du mélange.

2.3.3.3 Temps d'arrivée

La première caractéristique de l'onde de pression étudiée est son temps d'arrivée. Son évolution en fonction de la richesse (Figure 48) montre dans un premier temps une très forte baisse des résultats lorsque la richesse augmente dans l'intervalle de richesse ϕ = [0.4 ; 1]. Pour un point de mesure situé à 0.22 m de l'amorçage (R_{fmax} > 0.22 pour ϕ = [0.65 ; 2]), le temps d'arrivée passe de 11.4 ms pour une richesse de 0.4 à 2.2 ms à la stœchiométrie. Cela représente une diminution d'un facteur 5.2.

Dans un second temps, le temps d'arrivée évolue très peu dans l'intervalle de richesse ϕ = [1, 1.4]. Ainsi, dans cet intervalle et pour un capteur situé à 1.03 m de l'amorçage, la valeur prise par le temps d'arrivée de l'onde de pression est de 4.6 ms $\pm$ 1.0 %.

Enfin, le temps d'arrivée augmente faiblement jusqu'à la richesse 2 pour augmenter brusquement entre la richesse 2 et la richesse 2.5.

Le tracé du temps d'arrivée en fonction de la distance du point de mesure de l'amorçage (Figure 49) montre une évolution linéaire pour toutes les richesses de mélange. Les valeurs obtenues pour des richesses supérieures à 0.9 (0.9 $\leq \phi \leq$ 2) sont du même ordre de grandeur. Par exemple, à une distance de 1.03 m de l'amorçage, les valeurs de temps d'arrivée obtenues pour ces mélanges sont comprises dans l'intervalle : t_a = 4.43 ms $\pm$ 10.6 %. A des richesses plus faibles (ϕ < 0.8), les valeurs de temps d'arrivée de l'onde de pression sont bien supérieures. Par exemple, à 1.03 m de l'amorçage, le temps d'arrivée de l'onde de pression pour un mélange de richesse 0.7 est 1.89 fois plus élevée que la valeur moyenne calculée précédemment pour une richesse comprise entre 0.9 et 2.

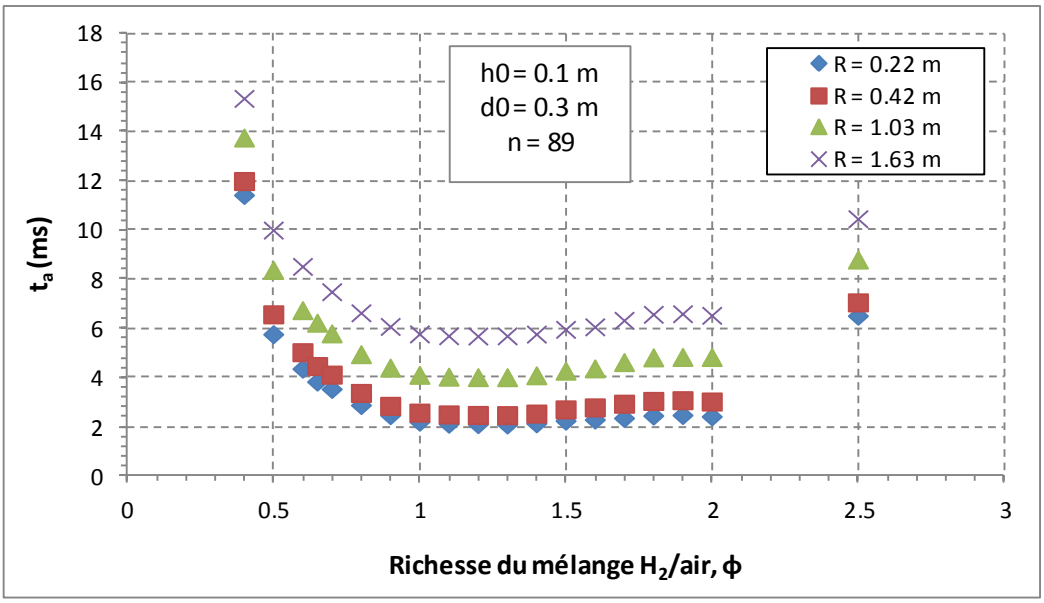


Figure 48 : Temps d'arrivée en fonction de la richesse du mélange combustible hydrogène – air et de la distance.

Les évolutions linéaires suivent des lois de la forme explicitée par l'équation (2-11). Les coefficients ainsi obtenues sont répertoriés dans le Tableau 13.

Pour des richesses de mélange comprises dans l'intervalle ϕ = [0.5 ; 2], le coefficient a de l'équation (2-9) évolue en fonction de la richesse suivant la relation :

$$a = -1.1501 \cdot \phi^4 + 5.2413 \cdot \phi^3 - 7.4182 \cdot \phi^2 + 3.1991 \cdot \phi + 2.6635 \quad \text{pour } \phi = [0.5 ; 2] \qquad 2\text{-}31$$

Avec : a : coefficient directeur de la relation (2-11) ($ms.m^{-1}$)

ϕ : richesse du mélange hydrogène/air (-)

L'écart moyen observé entre les valeurs calculées de a avec la relation (2-31) et les valeurs obtenues en modélisant les résultats expérimentaux tracés Figure 49 est de 1.0 %. L'écart atteint sa valeur maximale de 2.6 % pour une richesse de mélange ϕ = 0.65.

De la même manière, l'évolution en fonction de la richesse du mélange hydrogène/air du coefficient b de la relation (2-11) peut être décrite par la relation :

$$b = -4.6161 \cdot \phi^3 + 20.818 \cdot \phi^2 - 30.005 \cdot \phi + 15.378 \quad \text{pour } \phi = [0.5 ; 2] \qquad 2\text{-}32$$

Avec : b : coefficient directeur de la relation (2-11) (ms)

ϕ : richesse du mélange hydrogène/air (-)

Les valeurs obtenues avec l'équation (2-32) présentent un écart moyen de 3.3 % avec les valeurs de b (Tableau 13) déterminées à partir des données expérimentales. Cet écart peut atteindre 7.7 % pour le mélange de richesse ϕ = 1.2.

A partir des relations (2-11), (2-31) et (2-32), il est possible de décrire l'évolution du temps d'arrivée de l'onde de pression mesurée pour un dispositif de hauteur h_0 = 0.1 m, de diamètre d_0 = 0.3 m et

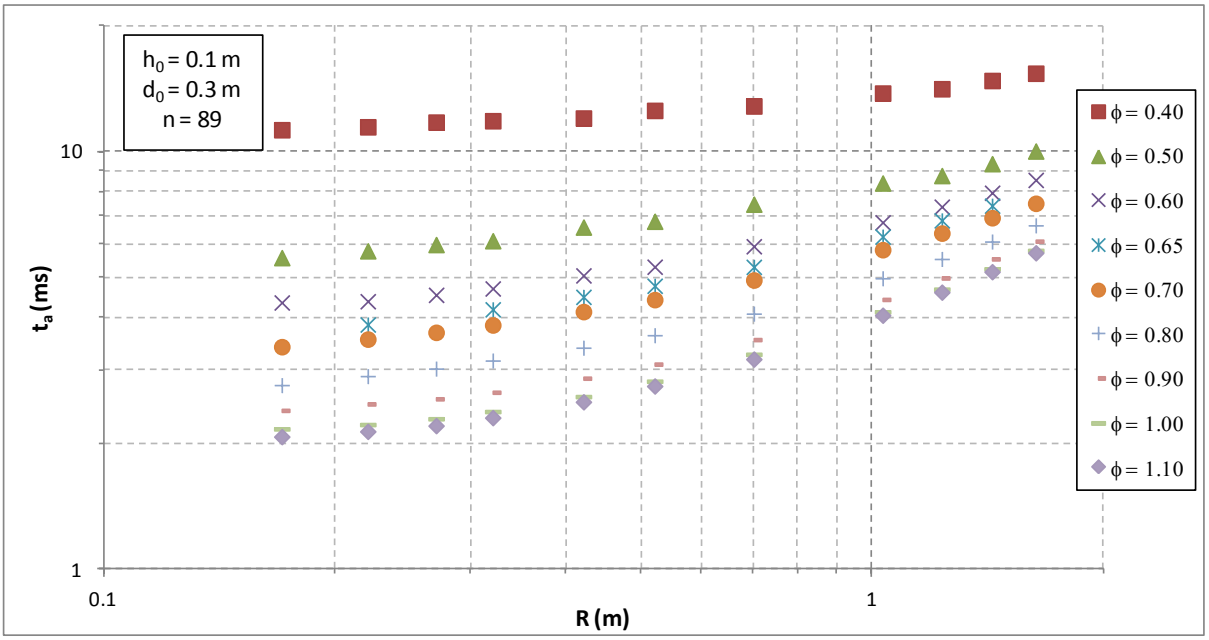
obstrué par 89 couches d'obstacle pour une distance de l'amorçage comprise dans l'intervalle R = [0.17 m ; 1.63 m] et pour une richesse de mélange ϕ = [0.5 ; 2]. La relation ainsi obtenue est :

$$t_a = (-1.1501 \cdot \phi^4 + 5.2413 \cdot \phi^3 - 7.4182 \cdot \phi^2 + 3.1991 \cdot \phi + 2.6635) \cdot R - 4.6161 \cdot \phi^3 + 20.818 \cdot \phi^2 - 30.005 \cdot \phi + 15.378 \quad \text{pour } \phi = [0.5 ; 2] \qquad 2\text{-}33$$

Avec : t_a : le temps d'arrivée de l'onde de pression (ms)

ϕ : la richesse du mélange hydrogène/air (-)

R : distance du point de mesure par rapport à l'amorçage (m)



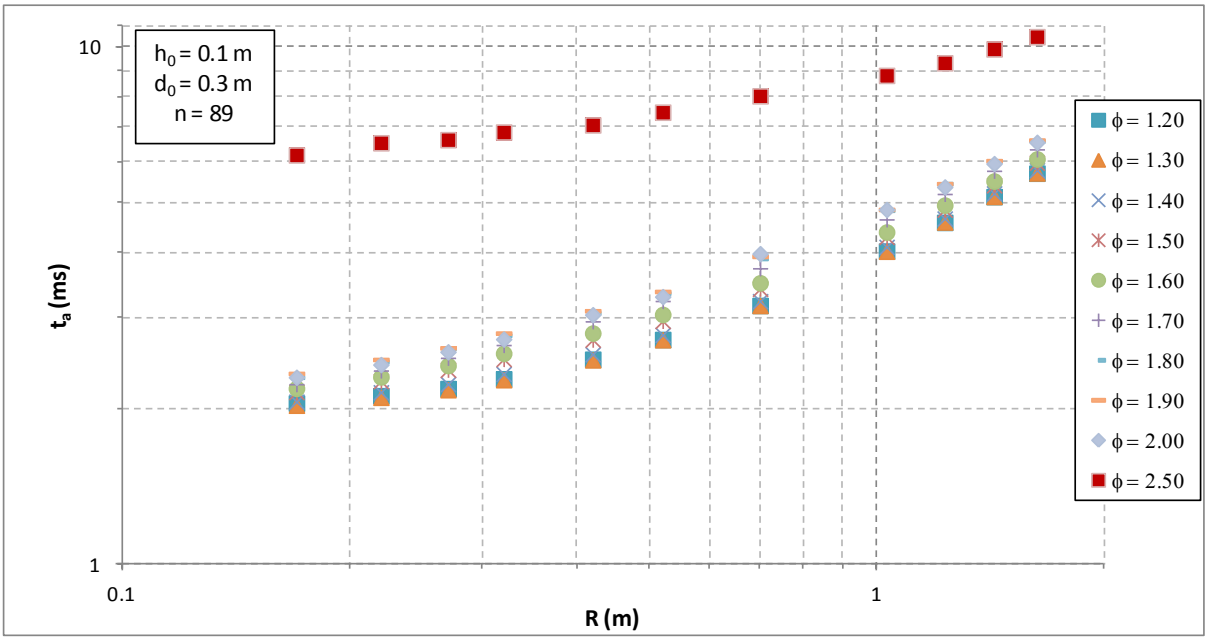


Figure 49 : Temps d'arrivée de l'onde de pression en fonction de la distance et de la richesse du mélange.

h_0 = 0.1 m ; d_0 = 0.3 m ; n = 89				
ϕ	a ($ms.m^{-1}$)	b (ms)	Célérité moyenne $c_m = a^{-1} \times 10^3$ ($m.s^{-1}$)	Coefficient de corrélation
0.40	2.7040	10.929	370.37	0.9952
0.50	2.9602	5.2078	337.84	0.9947
0.60	2.9137	3.7904	343.64	0.9991
0.65	2.9213	3.2386	342.46	0.9999
0.70	2.7949	2.9439	358.42	0.9999
0.80	2.6449	2.2861	378.79	0.9994
0.90	2.5538	1.8476	392.16	0.9972
1.00	2.5207	1.5940	396.83	0.9966
1.10	2.5249	1.5113	396.83	0.9968
1.20	2.5319	1.4884	395.26	0.9968
1.30	2.5469	1.4734	392.16	0.9971
1.40	2.5662	1.5203	389.11	0.9976
1.50	2.6167	1.6473	381.68	0.9989
1.60	2.6578	1.6944	375.94	0.9994
1.70	2.8069	1.7583	355.87	1.0000
1.80	2.9333	1.8249	341.30	0.9999
1.90	2.9229	1.8533	342.47	0.9999
2.00	2.9133	1.8126	343.64	0.9990
2.50	2.8294	5.8966	353.36	0.9960

Tableau 13 : Coefficients des relations linéaires décrivant l'évolution du temps d'arrivée de l'onde de pression en fonction de la distance de l'amorçage pour l'ensemble des richesses de mélange hydrogène – air étudiées.

La comparaison entre les valeurs de temps d'arrivée calculées avec l'équation (2-33) et les valeurs expérimentales (Figure 50) présentent un écart moyen de 2.3 %.

A l'image des observations faites sur l'évolution du temps d'arrivée en fonction de la richesse pour plusieurs positions de capteur (Figure 48), des ensembles de valeurs se distinguent à partir des valeurs de vitesse moyenne d'onde de pression, calculées à partir du coefficient a (Tableau 13). Le premier groupe présente des valeurs supersoniques. Il s'agit des richesses autour de la stœchiométrie comprise dans l'intervalle ϕ = [0.70 ; 1.70]. Au-delà des bornes de cet intervalle les valeurs obtenues avoisinent la célérité du son dans l'air, à l'exception des valeurs extrêmes obtenues pour ϕ = 2.50 et ϕ = 0.40. Dans ces deux cas, de nouveaux essais seraient nécessaires pour interpréter ces résultats. Les valeurs approchant celle de la célérité dans l'air prennent la valeur moyenne de 341.9 $m.s^{-1} \pm 1.7$ %. Cela représente un écart de 0.6 % avec la célérité théorique du son dans l'air.

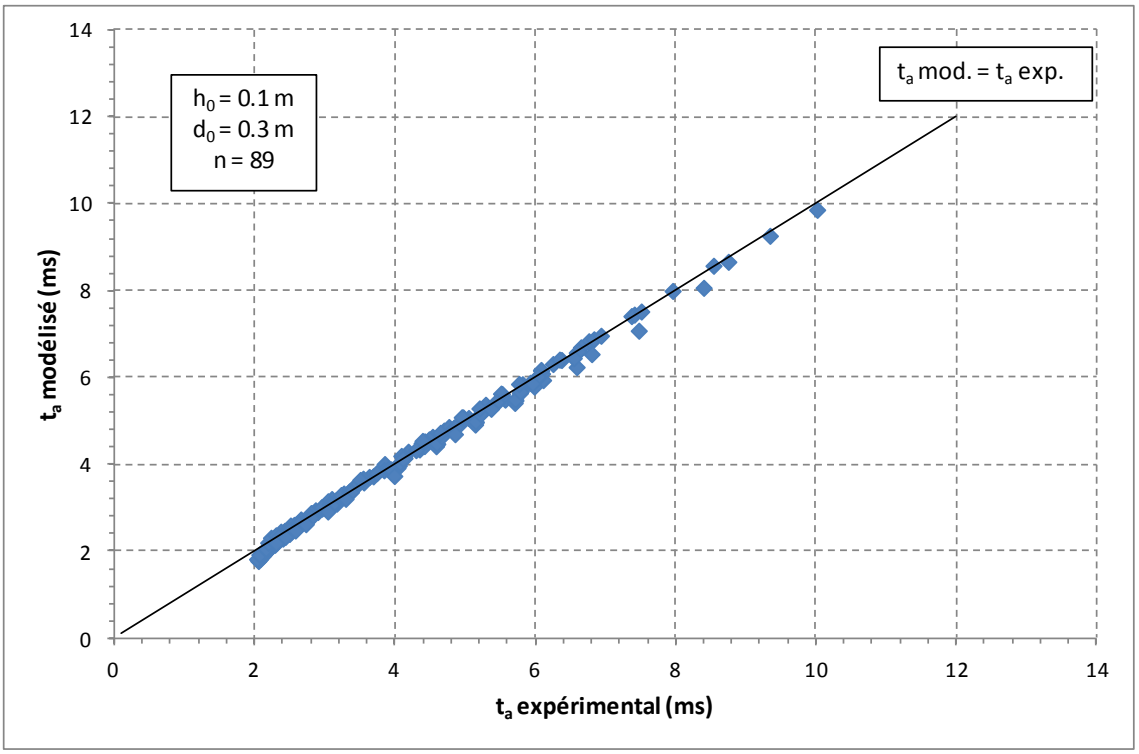


Figure 50 : Temps d'arrivée de l'onde de pression calculé avec la relation (2-33) en fonction des valeurs expérimentales.

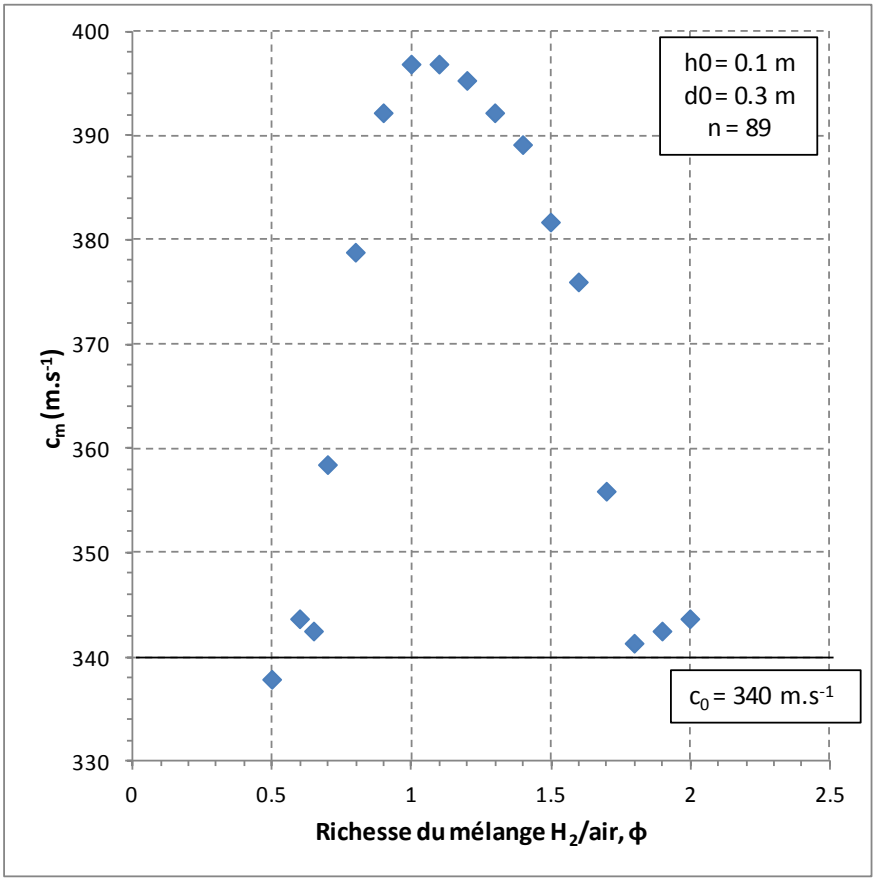


Figure 51 : Célérité moyenne de l'onde de pression en fonction de la richesse du mélange combustible hydrogène/air.

La vitesse moyenne de l'onde de pression augmente pour des mélanges dont la richesse se rapproche des conditions stœchiométriques (Figure 51). La valeur maximale est obtenue pour la richesse 1.1 avec la valeur de c_m = 396.8 m.s^{-1}. Cela correspond au maximum du rapport d'expansion (Tableau 6) pour un mélange hydrogène – air.

La valeur moyenne de la célérité de l'onde donne une bonne indication de la violence de l'explosion. Cependant elle occulte les variations de célérité de l'onde le long de sa propagation.

L'évolution de la célérité l'onde de pression en fonction de la distance à l'amorçage (Figure 52) montre des valeurs qui tendent vers la célérité du son dans l'air. Dès 0.70 m, la valeur moyenne de la célérité de l'onde calculée pour toutes les richesses atteint 356.9 m.s^{-1} $\pm$ 21.2 %. La dispersion encore élevée, diminue pour des points plus éloignés de l'amorçage. Ainsi, la valeur moyenne de célérité calculée à 1.63 m est de 350.7 m.s^{-1} $\pm$ 3.0 %. L'écart avec la valeur théorique de la célérité du son dans l'air n'est que de 3.2 %.

Les mêmes intervalles de richesse que ceux distingués par l'étude des données du Tableau 13 peuvent être considérés dans l'analyse des résultats représentés en Figure 52. Pour des richesses comprises dans l'intervalle ϕ = [0.80 ; 1.70], les valeurs de célérité d'onde sont supersoniques dans un premier temps avant de tendre effectivement vers la valeur limite de 340 m.s^{-1}. Par exemple, dans le cas du mélange de richesse 1.1, la célérité de l'onde calculée dans l'intervalle [0.17 m ; 0.22 m] et représenté sur la Figure 52 à l'abscisse 0.22 m atteint 819.1 m.s^{-1}.

Dans le cas des autres richesses, la célérité reste centrée autour de la valeur de 340 m.s^{-1} avec une fluctuation plus ou moins importante. La fluctuation est d'autant plus importante que les valeurs de cet intervalle sont proches de ces bornes. Par exemple, la valeur moyenne de la célérité de l'onde de pression sur les intervalles de distances délimités par les positions de capteurs est de 335.3 m.s^{-1} $\pm$ 8.4 % pour ϕ = 1.8 alors qu'elle est de 348.0 m.s^{-1} $\pm$ 16.3 % pour ϕ = 2. Alors que dans ces cas la fluctuation entraîne la prise de valeur de part et d'autre de la valeur asymptotique de 340 m.s^{-1}, pour les cas de richesses égales à 0.4 et 2.5, les valeurs de célérité restent inférieures à 340 m.s^{-1} pour R $\leq$ 0.70 m. Cela explique les valeurs de célérité moyenne différentes de la tendance générale dans ces cas là (Tableau 13, Figure 51).

Le temps d'arrivée de l'onde de pression est donc fortement lié à la richesse du mélange combustible. Des résultats du même ordre de grandeurs ont été mesurés pour des richesses comprises dans l'intervalle [0.8 ; 2]. Dans les autres cas, les valeurs obtenues sont bien plus élevées.

L'étude des vitesses d'ondes a mis en évidence une propagation initialement supersonique de l'onde de pression dans le cas de mélanges dont la richesse est comprise dans l'intervalle [0.8 ; 1.7]. Les maxima sont obtenus pour les mélanges de richesse 1 et 1.1. Cela correspond au maximum du rapport d'expansion du mélange combustible. La célérité de l'onde décroît avec la distance jusqu'à atteindre puis conserver la célérité du son dans l'air. Pour les autres richesses de mélange, la célérité de l'onde fluctue autour de cette valeur tout au long de sa propagation.

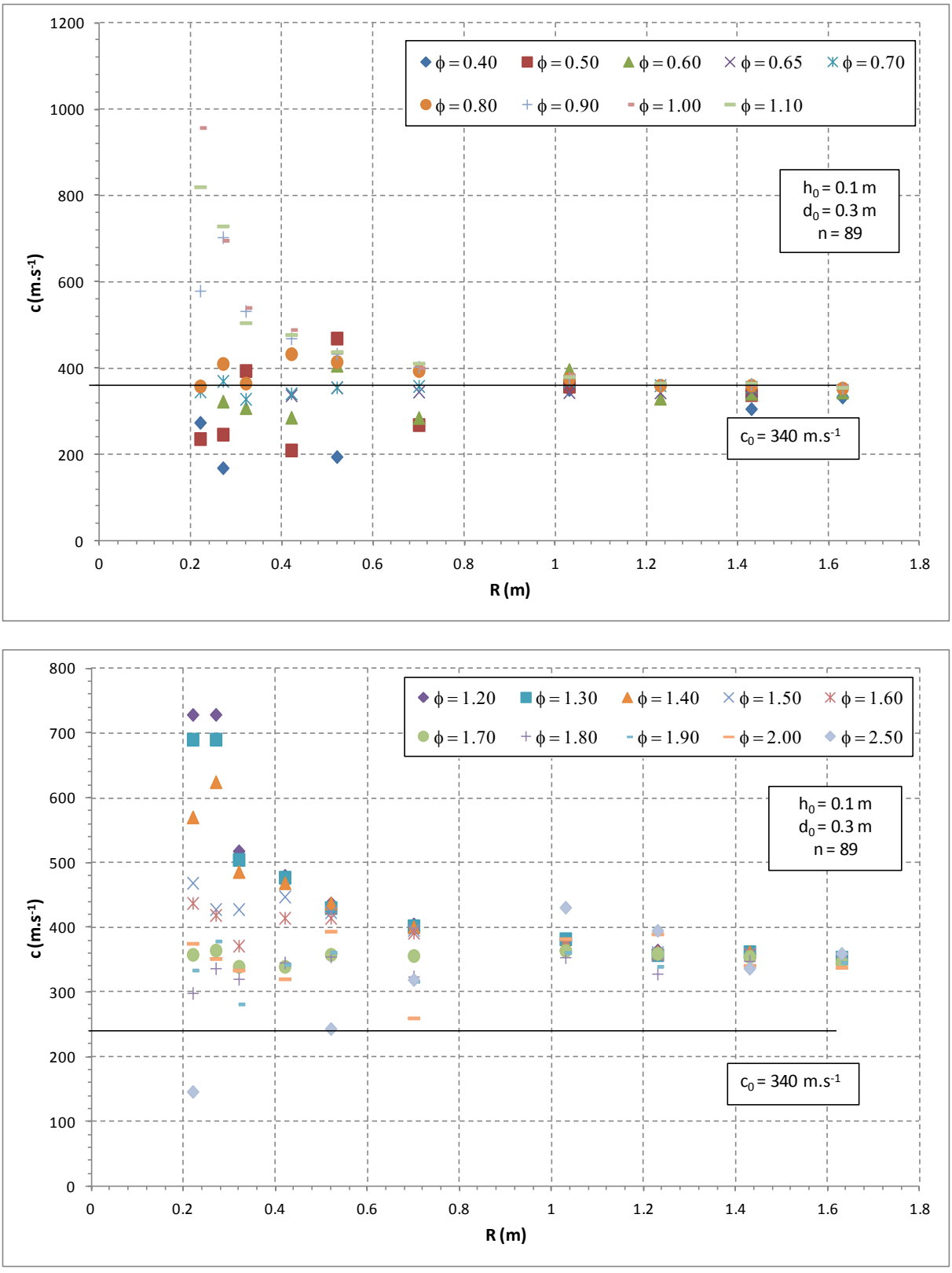


Figure 52 : Evolution de la célérité de l'onde calculée en fonction de la distance et de la richesse du mélange hydrogène/air.

2.3.3.4 Surpression maximale

Le deuxième paramètre de l'onde de pression étudié est la surpression maximale de l'onde de pression. Ce dernier évolue en fonction de la richesse du mélange hydrogène – air utilisé (Figure 53). Cette évolution se traduit par une augmentation de la surpression maximale avec la richesse du mélange jusqu'à une richesse de 0.90. Dès lors, la surpression mesurée stagne sur un intervalle qui s'étend jusqu'à ϕ = 1.40. La surpression diminue alors.

Par exemple, pour un capteur placé à 0.32 m, la surpression augmente de 0.006 bar pour une richesse de 0.40 jusqu'à 1.407 pour la richesse 0.90. Cela représente une augmentation de 23450 %. Ensuite, dans l'intervalle [0.90 ; 1.40] la surpression maximale prend la valeur de 1.393 $\pm$ 4.2 %. La surpression baisse ensuite jusqu'à la valeur 0.067 bar atteinte pour une richesse de 2.50, soit 4.8 % de la valeur seuil précédente.

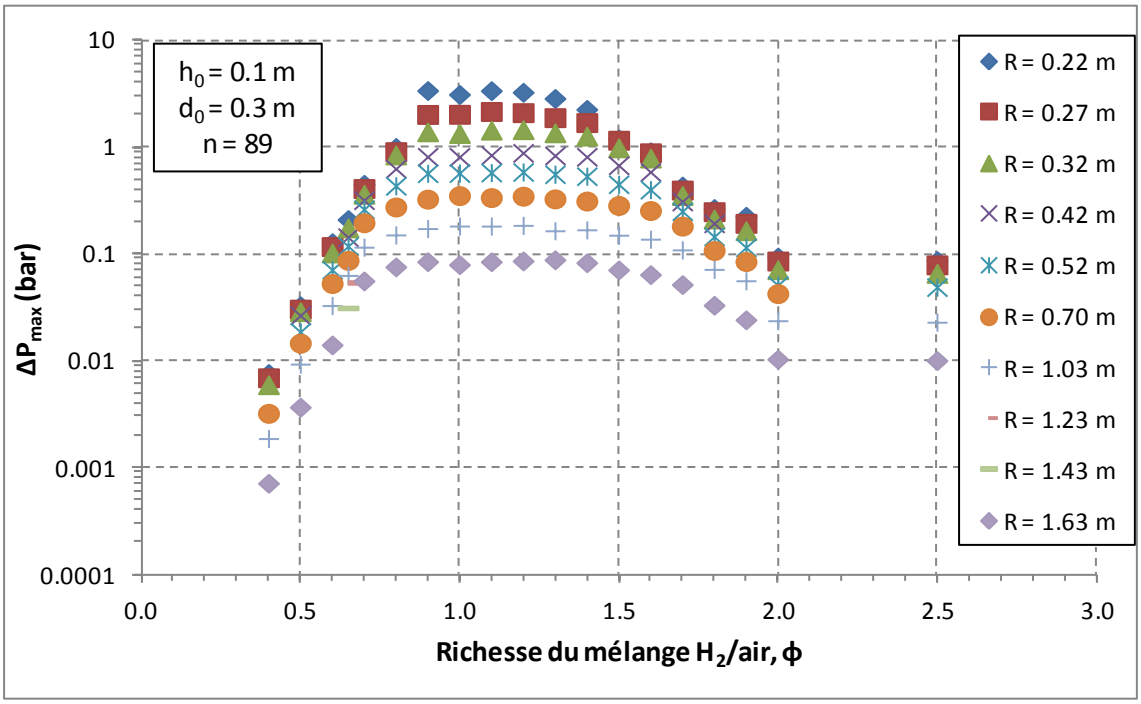


Figure 53 : Surpression maximale mesurée en fonction de la richesse du mélange et de la distance entre le point de mesure et l'amorçage.

Pour une richesse de mélange donnée, la surpression maximale décroît avec la distance de l'amorçage (Figure 53). Les détails de cette décroissance sont visibles sur la Figure 54. Comme observé sur la Figure 53, la surpression maximale diminue avec la distance séparant le point de mesure et le centre d'amorçage. Par exemple, dans le cas d'un mélange de richesse 1.10, la valeur de surpression maximale de 0.085 bar mesurée à 1.63 m de l'amorçage représente 2.5 % de celle mesurée 0.22 m de la source d'amorçage (3.411 bar).

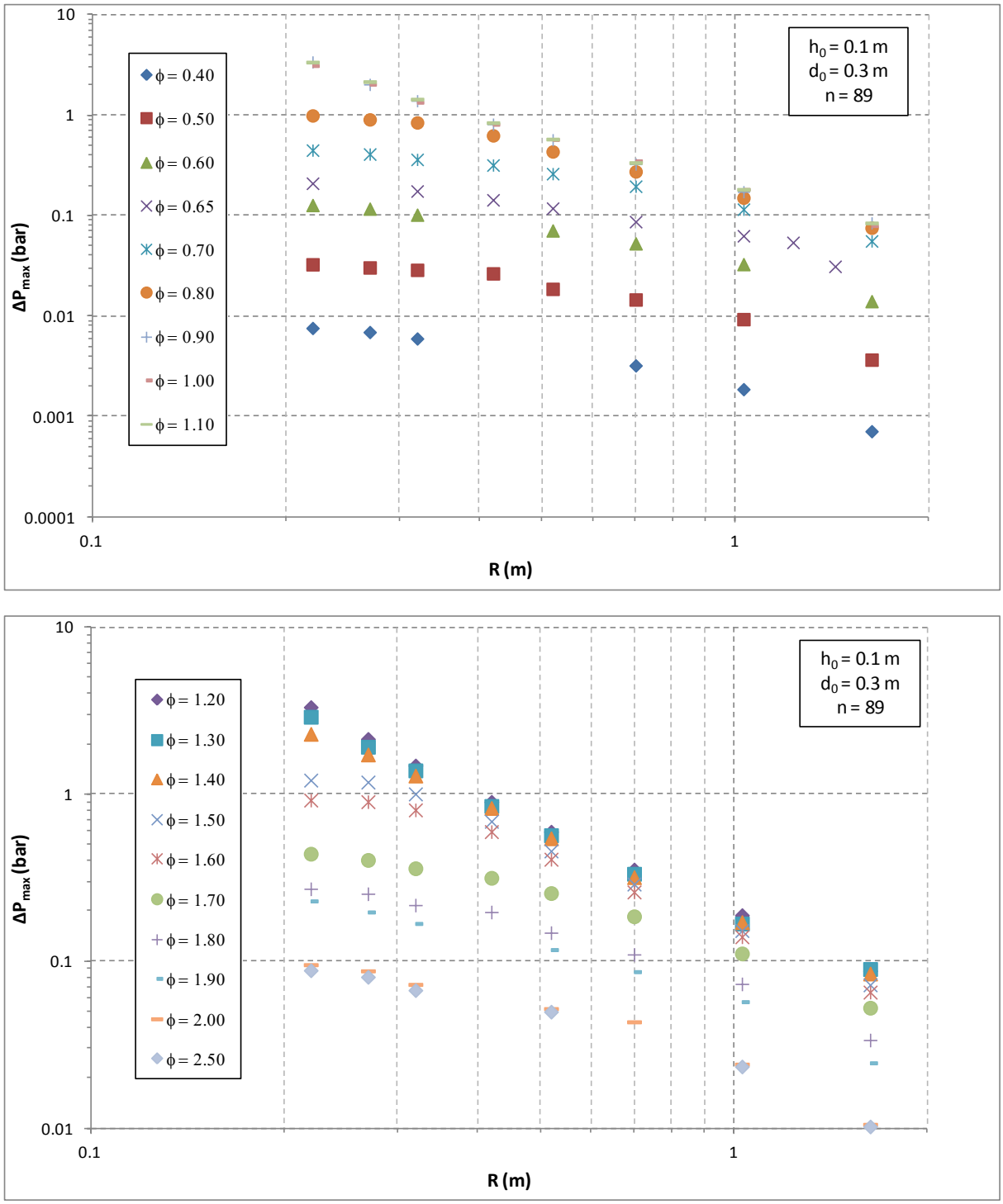


Figure 54 : Surpression maximale en fonction de la distance à l'amorçage et de la richesse du mélange hydrogène – air.

La diminution de la surpression peut être modélisée soit par une relation exponentielle dans le cas d'une diminution lente ou par une relation puissance dans le cas d'une diminution plus rapide. La forme de la loi puissance est explicitée équation (2-18). La loi exponentielle est de la forme :

$$\Delta P_{max} = a \cdot e^{b \cdot R} \qquad 2\text{-}34$$

Avec : - ΔP_{max} : surpression maximale (bar)

- a : coefficient pré exponentiel (bar)

- b : coefficient (m^{-1})

- R : distance entre le point de mesure et le centre d'amorçage (m)

Les valeurs des coefficients a et b des résultats représentés Figure 54 sont répertoriées dans le Tableau 14.

h_0 = 0.1 m ; d_0 = 0.3 m ; n = 89				
ϕ	a (bar)	b (m^{-1})	Coefficient de corrélation	Loi d'évolution
0.40	0.0107	-1.667	0.9989	Loi exponentielle Equation (2-34) $\Delta P_{max} = a \cdot e^{b \cdot R}$
0.50	0.0469	-1.566	0.9939	
0.60	0.1712	-1.559	0.9951	
0.65	0.2712	-1.437	0.9785	
0.70	0.5942	-1.490	0.9935	
0.80	0.1650	-1.347	0.9793	Loi puissance Equation (2-18) $\Delta P_{max} = a \cdot R^{b}$
0.90	0.1859	-1.820	0.9947	
1.00	0.1875	-1.797	0.9974	
1.10	0.1907	-1.825	0.9959	
1.20	0.1953	-1.803	0.9976	
1.30	0.1877	-1.756	0.9971	
1.40	0.1833	-1.685	0.9990	
1.50	0.1628	-1.489	0.9850	
1.60	0.1475	-1.389	0.9758	
1.70	0.5802	-1.526	0.9930	Loi exponentielle Equation (2-34) $\Delta P_{max} = a \cdot e^{b \cdot R}$
1.80	0.3486	-1.485	0.9879	
1.90	0.2819	-1.540	0.9885	
2.00	0.1245	-1.546	0.9943	
2.50	0.1143	-1.507	0.9955	

Tableau 14 : Coefficients des modélisations de la surpression maximale en fonction de la distance de l'amorçage pour l'ensemble des richesses de mélange hydrogène – air.

Les modélisations de l'évolution de la surpression maximale en fonction de la distance à l'amorçage se fait suivant une loi puissance pour les mélanges de richesses ϕ = [0.8 ; 1.6] et par une loi exponentielle dans les autres cas. Pour ces derniers la décroissance est pilotée par le coefficient b de la modélisation (équation 2-34). Les valeurs prises par ce coefficient varient peu avec la richesse du mélange (Tableau 14). La valeur moyenne ainsi calculée est égale à -1.591 $\pm$ 6.6 %.

Dans les trois plages de richesse de mélange hydrogène/air, l'évolution du coefficient a peut être modélisé :

Pour $0.4 \leq \phi \leq 0.7$:

$$a = 0.00006 \cdot e^{13.113 \cdot \phi} \qquad 2\text{-}35$$

Pour $0.8 \leq \phi \leq 1.6$

$$a = -0.2288 \cdot \phi^2 + 0.5241 \cdot \phi - 0.1057 \qquad 2\text{-}36$$

Pour $1.7 \leq \phi \leq 2.5$

$$a = 1.855 \cdot \phi^2 - 8.2973 \cdot \phi + 9.3119 \qquad 2\text{-}37$$

Avec : - a : coefficient de la loi d'évolution de la surpression maximale en fonction de la distance entre le point de mesure et l'amorçage (bar)

- ϕ : richesse du mélange hydrogène/air (-)

En intégrant les lois d'évolution du coefficient a (équations 2-35 à 2-37) et la valeur moyenne du coefficient b égale à -1.591 dans les relations d'évolution de la surpression maximale en fonction de la distance (équations 2-18 et 2-34), il est possible de décrire la surpression maximale pour des points de mesure placés dans un intervalle de distance par rapport à l'amorçage R = [0.17 m ; 1.63 m] et pour des richesses de mélange hydrogène/air ϕ = [0.4 ; 2.5]. La comparaison des résultats obtenus avec ces équations et avec les résultats expérimentaux (Figure 55) montre un écart relatif moyen de 14.2 %. Un écart maximal de 108.2 % est observé pour un mélange de richesse 1.6 à 0.17 m de l'amorçage.

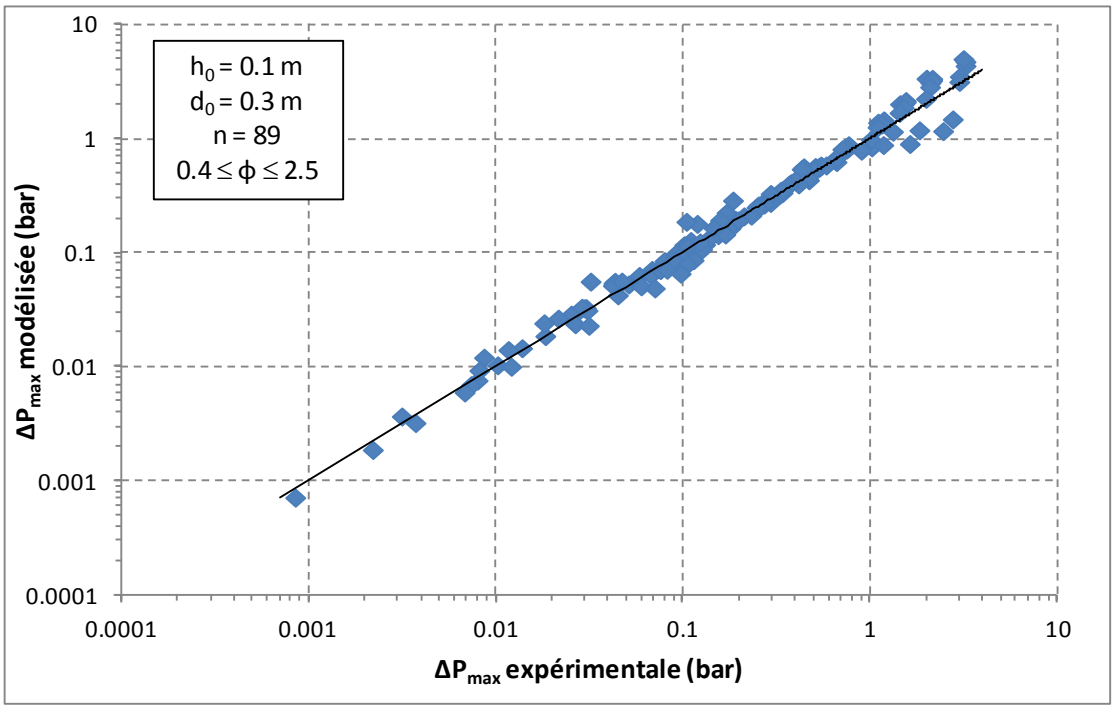


Figure 55 : Surpression maximale modélisée avec les équations 2-18 et 2-34 comparée à la surpression maximale expérimentale.

2.3.3.5 Impulsion positive

Le dernier paramètre de l'onde de pression étudié est l'impulsion positive. Son évolution en fonction de la richesse du mélange est représentée pour plusieurs points de mesure (Figure 56).

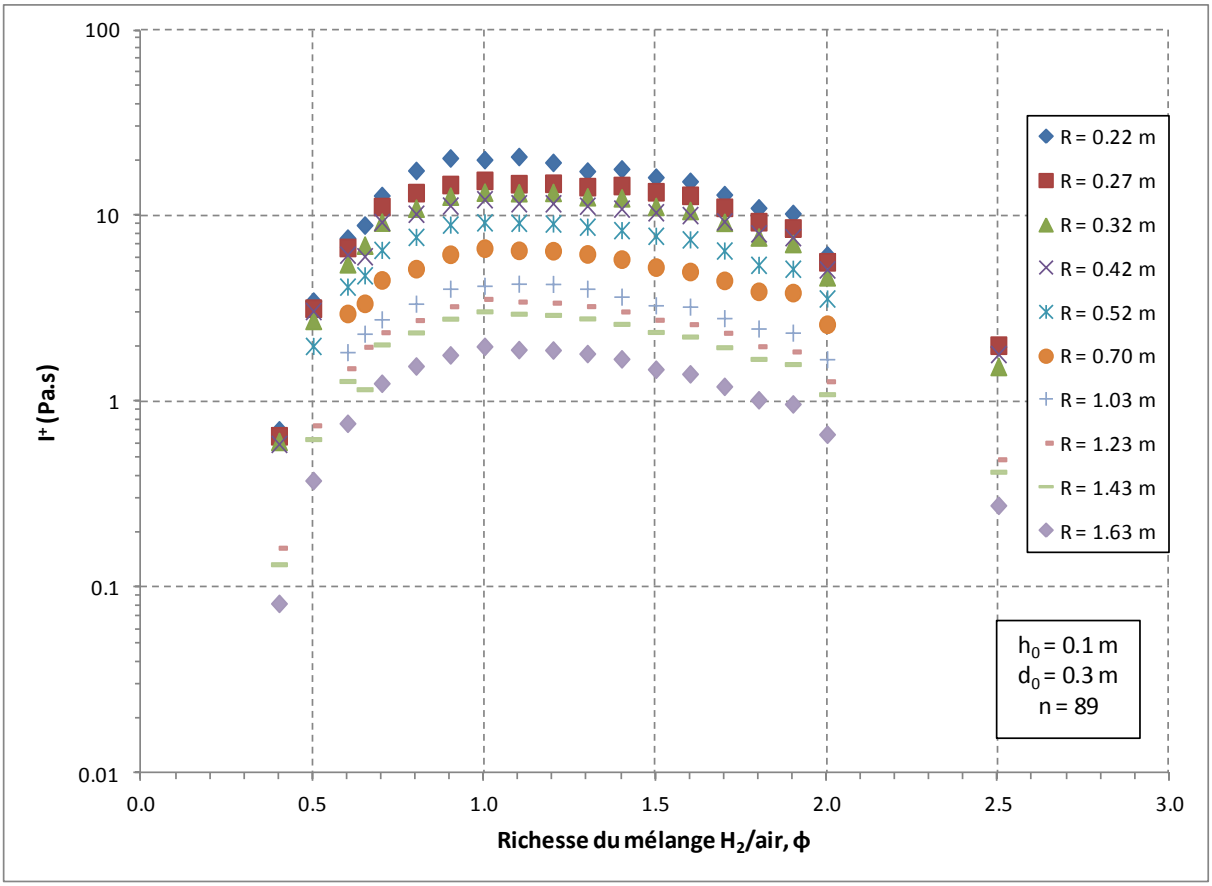


Figure 56 : Impulsion positive en fonction de la richesse et de la distance entre le point de mesure et l'amorçage.

L'évolution de l'impulsion rejoint celle de la surpression maximale (Figure 53) en se décomposant en plusieurs étapes. Une première phase d'augmentation est observable pour des richesses comprises entre 0.4 et 0.9. La valeur de l'impulsion se stabilise ensuite dans l'intervalle de richesse [0.9 ; 1.4] avec une valeur maximale qui semble être atteinte autour de la stœchiométrie. Enfin une décroissance, déjà légèrement amorcée se prononce jusqu'à la valeur maximale de richesse testée, ϕ = 2.5. Par exemple, pour un capteur placé à 0.32 m, l'impulsion passe de la valeur 0.61 Pa.s pour ϕ = 0.4 à 12.71 Pa.s pour ϕ = 0.9. Ensuite, dans l'intervalle [0.9 ; 1.4], la valeur de l'impulsion tend vers 12.95 Pa.s $\pm$ 3.5 %. La valeur décroît ensuite jusqu'à 1.54 Pa.s.

Les résultats (Figure 56) montrent une diminution globale de la valeur d'impulsion en fonction de la distance entre le point de mesure et l'amorçage. Cette évolution est reportée Figure 57.

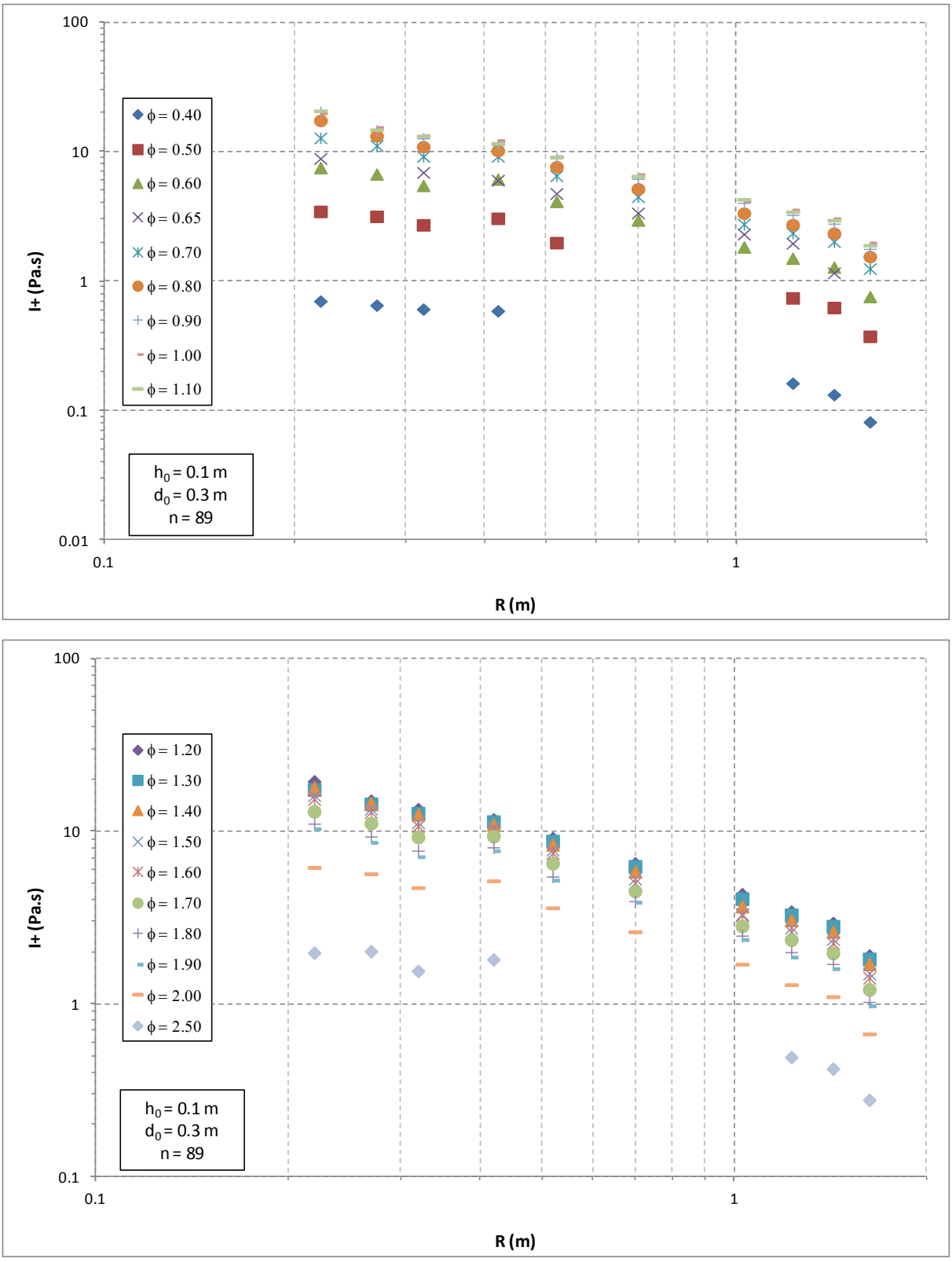


Figure 57 : Impulsion positive en fonction de la distance de l'amorçage et de la richesse du mélange hydrogène/air.

Les résultats reportés Figure 57 sont calculés à partir de mesures effectuées entre 0.22 m et 1.63 m de l'amorçage. Les points associés aux mesures réalisées entre 0.42 m et 1.23 m pour des richesses 0.4, 0.5 et 2.5 ne sont pas représentés sur la figure car ces derniers n'étaient pas exploitables. Ceci

est dû au bruit de mesure, relevé par les capteurs PCB, de trop grande amplitude par rapport à l'information mesurée dans ces configurations qui génèrent une flamme très lente. Les points suivant sont disponibles car ils se rapportent à des mesures effectuées par des microphones, dont la plage de mesure est plus restreinte.

Les points présents montrent, quelle que soit la richesse du mélange, une diminution de l'impulsion positive en fonction de la distance entre le point de mesure et l'amorçage. Par exemple, dans le cas d'un mélange de richesse 1.10, l'impulsion positive évolue entre la valeur 20.76 Pa.s mesurée à 0.22 m de l'amorçage et 1.90 Pa.s mesurée à 1.63 m de l'amorçage. Cela représente une diminution d'un facteur 10.9. Ce coefficient est bien plus faible que le facteur séparant les valeurs de surpressions positives mesurées à 0.22 m et à 1.63 m au paragraphe 2.3.3.4, qui s'élève à 40.

De la même manière que pour la surpression maximale, l'évolution de l'impulsion positive avec la distance de l'amorçage peut être modélisée, soit par une loi exponentielle, soit par une loi puissance.

La loi exponentielle est explicitée par l'équation (2-24) et la loi puissance par l'équation (2-25).

Les coefficients des lois de modélisation ainsi identifiés sont répertoriés dans le Tableau 15.

h_0 = 0.1 m ; d_0 = 0.3 m ; n = 89				
ϕ	a	b	R^2	Loi d'évolution
0.40	1.006	-1.482	0.9943	Loi exponentielle Equation (2-24) $I^+ = a \cdot e^{b \cdot R}$
0.50	4.819	-1.510	0.9864	
0.60	9.909	-1.541	0.9822	
0.65	11.407	-1.553	0.9832	
0.70	16.029	-1.565	0.9801	
0.80	3.319	-1.126	0.9832	Loi puissance Equation (2-25) $I^+ = a \cdot R^b$
0.90	3.894	-1.106	0.9800	
1.00	4.203	-1.068	0.9799	
1.10	4.109	-1.080	0.9795	
1.20	4.079	-1.072	0.9789	
1.30	3.902	-1.059	0.9758	
1.40	3.659	-1.108	0.9820	
1.50	19.316	-1.584	0.9797	Loi exponentielle Equation (2-24) $I^+ = a \cdot e^{b \cdot R}$
1.60	18.516	-1.589	0.9811	
1.70	16.205	-1.588	0.9819	
1.80	13.692	-1.576	0.9821	
1.90	12.857	-1.568	0.9841	
2.00	8.273	-1.510	0.9875	
2.50	2.771	-1.381	0.9867	

Tableau 15 : Coefficients des modélisations de l'évolution de l'impulsion positive en fonction de la distance de l'amorçage pour l'ensemble des richesses de mélange hydrogène/air.

La loi puissance s'applique pour des richesses comprises dans l'intervalle [0.8 ; 1.4]. Cet intervalle correspond aux valeurs d'impulsion les plus importantes qui vont aussi décroitre le plus vite. Cela explique la modélisation par la loi puissance. Dans les autres cas, la loi exponentielle est privilégiée.

L'intervalle pour lequel la loi puissance est employée est plus restreint que celui associé à la surpression maximale ([0.8 ; 1.6]). Cela s'explique par la plus faible disparité entre les valeurs obtenues en champ proche et en champ lointain dans le cas de l'impulsion positive.

La diminution de l'impulsion avec la distance de l'amorçage peut être évalué avec le coefficient b dans les deux lois : exponentielle (équation 2-24) et puissance (équation 2-25).Ce coefficient prend la valeur de -1.088 $\pm$ 3.1 % dans le cas de la loi puissance. La faible variation témoigne de l'évolution similaire des données visibles Figure 57 pour cette plage de richesse.

Dans le cas des modélisations par la loi exponentielle, la décroissance s'accentue lorsque la richesse se rapproche de la stœchiométrie. Le coefficient b prend la valeur moyenne -1.537 $\pm$ 5.5 % (Tableau 15) pour les intervalles de richesse ϕ = [0.4 ; 0.7] et ϕ = [1.5 ; 2.5].

Le coefficient a évolue dans chaque intervalle de richesse de mélange hydrogène/air suivant les lois suivantes :

Pour ϕ = [0.4 ; 0.7] :

$$a = 63.668 \cdot \phi^2 - 21.794 \cdot \phi - 0.3677 \qquad 2\text{-}38$$

Pour ϕ = [0.8 ; 1.4] :

$$a = 12.667 \cdot \phi^3 - 49.41 \cdot \phi^2 + 62.16 \cdot \phi - 21.265 \qquad 2\text{-}39$$

Pour ϕ = [1.5 ; 2.5] :

$$a = 39.404 \cdot \phi^3 - 227.92 \cdot \phi^2 + 412.44 \cdot \phi - 219.51 \qquad 2\text{-}40$$

Avec : a : coefficient d'évolution de l'impulsion positive (2-38 et 2-40 : Pa.s ; 2-39 : Pa.s.m^{-1})

ϕ : richesse du mélange hydrogène/air (-)

En injectant les valeurs moyennes de b et les relations décrivant l'évolution du coefficient a en fonction de la richesse du mélange hydrogène/air (relations 2-38 à 2-40) dans les relations (2-24) et (2-25), il est possible de calculer l'impulsion positive pour une distance de l'amorçage comprise entre 0.22 m et 1.63 m et pour une richesse de mélange hydrogène/air comprise dans l'intervalle ϕ = [0.4 ; 2.5]. Les résultats calculés sont comparés avec les valeurs expérimentales (Figure 58). L'écart maximal observé est de 29.3 % à 1.63 m de l'amorçage pour un mélange de richesse ϕ = 1.1. L'écart moyen atteint quant à lui 9.76 %.

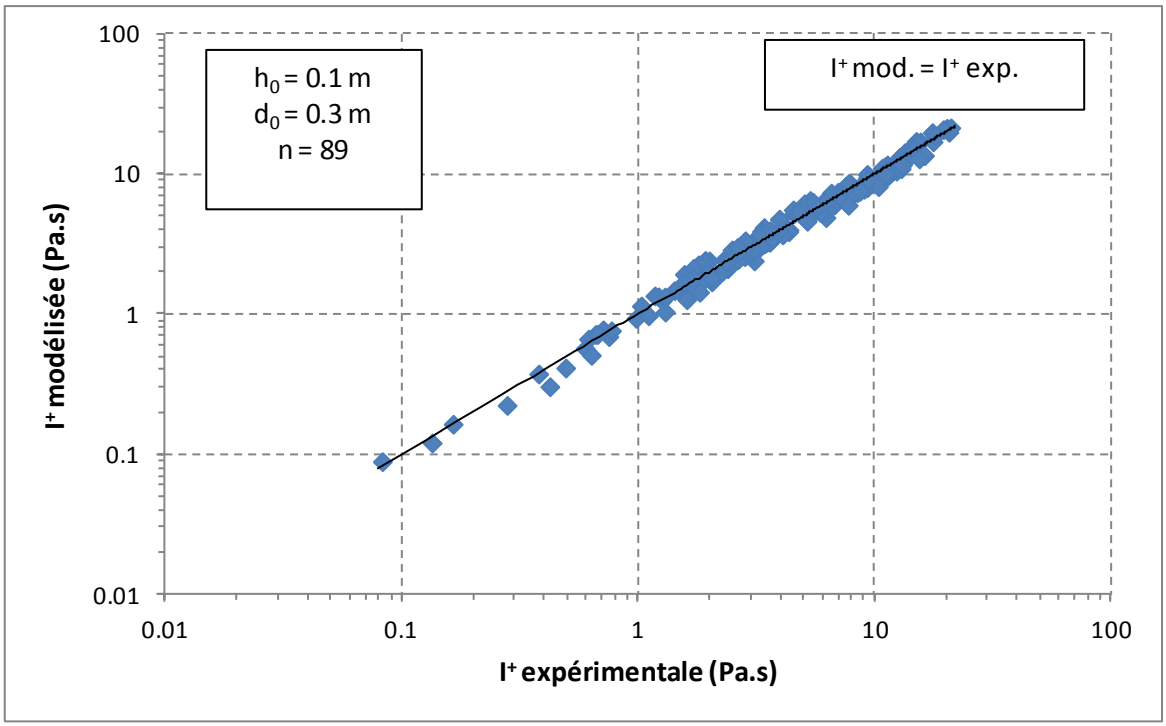


Figure 58 : Impulsion positive modélisée comparée aux valeurs d'impulsion positive expérimentales.

2.4. Conclusion du chapitre

Les résultats concernant toutes les grandeurs relatives à la flamme ou à l'onde de pression étudiées dans cette partie ont dénoté l'augmentation de la violence de l'explosion avec l'obstruction. Cela se traduit par l'augmentation de la vitesse de flamme, de la surpression maximale et de l'impulsion positive et par une diminution du temps d'arrivée de l'onde de pression avec le nombre de couches d'obstacle, à une position donnée par rapport à la source d'amorçage.

Les valeurs obtenues pour les deux hauteurs de structure différentes témoignent du rôle du volume de gaz sur les résultats. Cependant ce dernier est moindre que celui joué par l'obstruction. En effet, la comparaison entre les résultats obtenus pour une configuration de 0.2 m de hauteur dotée de 57 couches d'obstacle et celle de 0.1 m de haut dont l'obstruction est pourvue de 89 couches montrent une multiplication de la vitesse de flamme, de la surpression maximale et de l'impulsion positive respectivement par des facteurs 2.10, 2.46 et 1.32. Cette nette augmentation apparaît alors que le volume de gaz n'a augmenté que d'un facteur 1.26 (Tableau 5). Par contre le nombre de couches d'obstacle a été multiplié par 1.57. Cela est synonyme d'un allongement du parcours de la flamme de moitié en région obstruée qui induit un accroissement de la turbulence du front de flamme.

L'objectif fixé d'accélérer la flamme jusqu'à des valeurs supersoniques est rempli par la structure la plus obstruée comportant 89 couches d'obstacles. Le volume restreint de mélange combustible rendu possible par la faible hauteur du cylindre (0.1 m) garantie une plus grande sécurité lors des essais expérimentaux.

L'impulsion positive mesurée suite à la déflagration est influencée par la composition du mélange combustible et par la position de l'observateur. Les valeurs maximales sont obtenues autour de la stœchiométrie dans un intervalle de richesse de [0.80 ; 1.40]. L'impulsion positive diminue aussi fortement avec la distance de l'amorçage. Cette évolution peut être modélisée soit par une loi puissance pour une richesse de mélange comprise dans le dernier intervalle [0.80 ; 1.40] soit par une loi exponentielle dans le cas d'une diminution plus progressive pour les autres richesses.

Chapitre 3. Modélisation de la vitesse de flamme

La prédiction des effets d'une déflagration est primordiale pour la sûreté industrielle. C'est ainsi que de nombreux auteurs ont publié des outils permettant de quantifier certaines grandeurs associées à la quantification de ces effets. Les deux grandeurs les plus étudiées sont la vitesse maximale de flamme et la surpression.

Les modèles peuvent être analytiques ou bien se baser sur des abaques. Ceux traités dans cette partie ont été présentés dans la partie bibliographique (§ 1.2). Il s'agit des modèles de Deshaies (1981), Grüne (2003) et Dorofeev (2006) en ce qui concerne les modèles analytiques et des abaques extraites des travaux de Van den Berg (1985) et Tang (1999).

La comparaison des résultats expérimentaux à ceux obtenus avec les modèles permet de valider ces derniers dans le champ d'application défini par les auteurs, d'étendre le champ en question et, dans une moindre mesure, de vérifier la cohérence des résultats expérimentaux compte tenu de la précision des modèles dans leur domaine de validité.

3.1. Modèle de Deshaies (1981)

3.1.1 Compléments apportés au modèle

Il est possible d'appliquer les expressions du modèle de Deshaies (1981) présenté au paragraphe (§ 1.1.3) aux résultats expérimentaux obtenus dans le cadre de la thèse.

Toutefois, plusieurs paramètres des présents essais expérimentaux rentrent en contradiction avec les hypothèses émises par l'auteur du modèle et décrites au paragraphe (§ 1.1.3).

Premièrement, le volume de gaz utilisé n'est pas sphérique mais cylindrique. Des dissymétries peuvent donc apparaitre dans le champ d'écoulement. Ces dernières ne sont pas prévues par le modèle dont la seule variable géométrique est le rayon r, synonyme de sphéricité.

Ensuite, la forte obstruction va engendrer une accélération importante de la flamme. Or, l'accélération doit rester spontanée, ou tout du moins faible, dans le cadre des travaux de Deshaies.

Enfin, conjointement à la forte accélération, la vitesse de flamme dépasse 120 $m.s^{-1}$ dans certaines configurations expérimentales. Cela peut entraîner la formation d'une onde de choc en zone acoustique.

L'application du modèle permettra de valider les limitations émises par l'auteur ou de les étendre le cas échéant.

Les trois relations explicitées au § 1.1.3 seront appliquées : les relations à vitesse constante et à vitesse variable.

L'utilisation de ces relations requiert la connaissance des propriétés liées au mélange combustible, à savoir les masses volumiques des gaz frais et des gaz brûlés. Dans le cadre des essais expérimentaux, le mélange combustible est un mélange hydrogène-air dont la richesse est variable. Les données relatives à ces mélanges sont réunies au Tableau 6.

3.1.1.1 Rayon maximal de flamme

Afin de déterminer la vitesse maximale apparente de flamme à l'aide des modèles, il faut maximiser les équations (1-7) et (1-9). Il faut pour cela les appliquer avec la surpression maximale de flamme relevée à une distance donnée et le rayon maximal de flamme. Les surpressions maximales utilisées sont celles relevées par des capteurs de pression placés aux différents points de mesure employés lors des essais expérimentaux.

Deux ensembles de valeurs expérimentales vont être utilisés. Le premier est associé aux configurations à géométrie variable (dimension du dispositif d'accélération de flamme et obstruction). Le second correspond aux essais de variation de richesse du mélange hydrogène/air.

La connaissance du rayon maximal de flamme est nécessaire pour l'application du modèle de Deshaies (1981). En effet, le choix de la forme du modèle, incompressible ou acoustique, dépend de la position du point de mesure par rapport au rayon de flamme. Ainsi, si le point de mesure est situé à une distance inférieure au rayon maximal de flamme ($R < R_{fmax}$), la forme incompressible est utilisée. Dans le cas contraire ($R > R_{fmax}$), la forme acoustique est employée. Les paramètres liés aux deux ensembles de configurations sont reportés Tableau 16 et Tableau 17. Pour chacune des configurations, il est précisé si la position du premier capteur de pression (R = 0.17 m) se situe en zone acoustique ou incompressible.

n (-)	Δ (m)	VBR (%)	d_0 (m)	h_0 (m)	h_0/d_0 (-)	V (L)	E (J)	R_{fmax_exp} (m)	À 0.17 m : Acoustique (Aco.) / Incompressible (Inc.)
1	0.0750	0.2	0.150	0.1	0.67	1.77	5140	0.137	Aco.
				0.2	1.33	3.53	10280	0.151	Aco.
3	0.0250	0.3	0.150	0.1	0.67	1.77	5140	0.155	Aco.
				0.2	1.33	3.53	10280	0.148	Aco.
4	0.0188	0.5	0.150	0.1	0.67	1.77	5140	0.161	Aco.
				0.2	1.33	3.53	10280	0.145	Aco.
5	0.0125	0.7	0.150	0.1	0.67	1.77	5140	0.151	Aco.
				0.2	1.33	3.53	10280	0.144	Aco.
10	0.0063	1.1	0.150	0.1	0.67	1.77	5140	0.187	Inc.
				0.2	1.33	3.53	10280	0.153	Aco.
18	0.0035	2.0	0.150	0.1	0.67	1.77	5140	0.171	Inc.
				0.2	1.33	3.53	10280	0.186	Inc.
21	0.0030	2.3	0.150	0.1	0.67	1.77	5140	0.174	Inc.
				0.2	1.33	3.53	10280	0.195	Inc.
25	0.0030	1.8	0.175	0.2	1.14	4.81	13992	0.187	Inc.
29	0.0030	2.0	0.200	0.1	0.50	3.14	9138	0.190	Inc.
				0.2	1.00	6.28	18275	0.223	Inc.
33	0.0015	1.9	0.125	0.1	0.80	1.23	3569	0.212	Inc.
57	0.0015	4.0	0.200	0.1	0.50	3.14	9138	0.233	Inc.
				0.2	1.00	6.28	18275	0.212	Inc.
89	0.0015	4.1	0.300	0.1	0.33	7.07	20612	0.253	Inc.

Tableau 16 : Rayon maximal de flamme expérimental pour différents volumes de gaz hydrogène-air (ϕ = 1) et différentes obstructions.

Les premiers résultats concernant le rayon de flamme (Tableau 16) montrent une augmentation du rayon maximal de flamme avec l'obstruction. Il est dans un premier temps ($n \leq 5$) inférieur à R = 0.17 m, distance de l'amorçage à laquelle est positionné le premier capteur de pression. Ce dernier reste donc en dehors de la zone de flamme. Pour des valeurs supérieures ($n \geq 18$), le rayon de flamme devient supérieur à 0.17 m. Le premier capteur de pression est donc en zone incompressible.

h_0 = 0.1 m ; d_0 = 0.3 m ; V = 7.1 L ; n = 89				
ϕ (-)	E (J)	σ (-)	R_{fmax_exp} (m)	À 0.17 m : Acoustique (Aco.) / Incompressible (Inc.)
0.50	12089	5.01	0.187	Inc.
0.60	14022	5.53	0.203	Inc.
0.65	14940	5.77	0.240	Inc.
0.70	15829	5.98	0.237	Inc.
0.80	17523	6.36	0.257	Inc.
0.90	19115	6.67	0.256	Inc.
1.00	20612	6.86	0.254	Inc.
1.10	22024	6.89	0.253	Inc.
1.20	23357	6.82	0.268	Inc.
1.30	24617	6.73	0.264	Inc.
1.40	25811	6.64	0.261	Inc.
1.50	26944	6.54	0.258	Inc.
1.60	28020	6.45	0.269	Inc.
1.70	29043	6.36	0.261	Inc.
1.80	30018	6.27	0.247	Inc.
1.90	30947	6.18	0.262	Inc.
2.00	31834	6.09	0.242	Inc.
2.50	35724	5.70	0.176	Inc.

Tableau 17 : Rayon maximal de flamme expérimental à différentes richesses pour le volume du dispositif d'accélération de flamme.

Dans le cas des essais avec le dispositif d'accélération de flamme pour des richesses comprises entre 0.5 et 2.5 (Tableau 17), le rayon de flamme expérimental reste supérieure à 0.17 m quelle que soit la richesse du mélange. Ainsi, la forme du modèle de Deshaies en zone incompressible est appliquée pour ce capteur.

Le choix de l'utilisation de l'une ou de l'autre forme du modèle de Deshaies est effectué de la même façon pour les capteurs positionnés à une distance supérieure à 0.17 m de l'amorçage dans toutes les configurations.

Dans le cadre des essais expérimentaux, la propagation du front de flamme ainsi que la pression sont relevées par deux chaînes de mesures distinctes et sont donc indépendantes. L'utilisation d'une donnée pour obtenir la seconde par le biais d'un modèle est donc possible.

Par conséquent la surpression mesurée par les capteurs de pression lors des essais expérimentaux est utilisée comme donnée d'entrée au modèle de Deshaies. Les deux formulations exposées au § 1.1.3 sont abordées. Néanmoins, la flamme étant masquée par les différentes couches d'obstacles dans le cas d'un dispositif obstrué, la flamme n'est visible expérimentalement qu'en dehors de l'enceinte. Ainsi, peu de points sont disponibles. Ils ne décrivent pas le début de l'évolution de la flamme. Par conséquent, seule la vitesse maximale mesurable en sortie de dispositif et dans la direction des grilles d'obstacle sera considérée et utilisée comme point de comparaison avec les résultats issus du modèle.

3.1.1.2 Vitesse maximale de flamme

La vitesse maximale se calcule de façon théorique en appliquant aux équations de Deshaies (1981) la surpression maximale ΔP_{max} mesurée et le rayon maximal de flamme R_{fmax}. L'opération est répétée autant de fois qu'il y a de points de mesures. La vitesse maximale de flamme, Vf_{max}, se calcule donc par les relations suivantes :

- En zone incompressible, pour $R \leq R_{fmax}$

$$V_{fmax,inc}\,(th) = \sqrt{\Delta P_{max} \cdot \left(2 \cdot \rho_f \cdot \frac{(1-\alpha)}{4} \cdot \left(\frac{R_{fmax}}{R}\right)^3\right)^{-1}} \qquad 3\text{-}1$$

- En zone acoustique, pour $R > R_{fmax}$

$$V_{fmax,aco}(th) = \sqrt{\Delta P_{max} \cdot \left(2 \cdot \rho_f \cdot (1-\alpha) \cdot \frac{R_{fmax}}{R} \cdot \left(1 - \frac{R}{c_o \cdot t_{pmax}}\right)\right)^{-1}} \qquad 3\text{-}2$$

Avec : - α : rapport entre les masses volumiques des gaz brûlés et des gaz frais (-)

- ρ_f : masse volumique des gaz frais ($kg.m^{-3}$)

- V_{fmax} : vitesse maximale apparente de flamme ($m.s^{-1}$)

- R_{fmax} : rayon maximal de flamme (m)

- R : distance entre le point de mesure et la source d'amorçage (m)

- c_0 : célérité du son dans le milieu environnant ($m.s^{-1}$)

- t_{pmax} : temps correspondant à la surpression maximale (s)

Les valeurs obtenues par ces deux équations seront à comparer avec les résultats calculés avec l'autre formulation du modèle qui donne la vitesse de flamme par la dérivée par rapport au temps du rayon de flamme théorique donné par l'expression :

$$R_f(t) = \sqrt[3]{\frac{3 \cdot R \cdot \int_0^t (\int_0^t \Delta P(R,t)dt)dt}{\rho_f \cdot (1-\alpha)}} \qquad 3\text{-}3$$

Avec : - ΔP(r,t) : surpression mesurée à une distance R de l'amorçage à un temps t (Pa)

- R_f : rayon de la flamme (m)

- ρ_f : masse volumique des gaz frais ($kg.m^{-3}$)

- $\alpha = \frac{\rho_b}{\rho_f} = \sigma^{-1}$: rapport entre les masses volumiques des gaz brûlés et des gaz frais (-)

- t : temps (s)

- R : distance à la source d'amorçage (m)

La dérivée des valeurs discrétisées du rayon de flamme suivant une période d'échantillonnage T, liée à l'acquisition des signaux de pression, est effectuée avec la relation suivante :

$$V_f(t) = \frac{R_f(t) + R_f(t+T)}{2 \cdot T} \qquad 3\text{-}4$$

Avec : - V_f : vitesse apparente de flamme ($m.s^{-1}$)

- t : temps (s)

- R_f : rayon de la flamme (m)

- T : période d'échantillonnage (s)

Comme précédemment, deux groupes de données expérimentales seront étudiés. Le premier où les paramètres géométriques et l'obstruction du dispositif d'accélération de flamme varient. Le combustible est un mélange stœchiométrique hydrogène/air. Le second groupe est à dimensions (h_0 = 0.1 m et d_0 = 0.3 m) et obstruction constante (n = 89) mais la richesse du mélange hydrogène-air varie dans un intervalle de [0.6 ; 2.5].

3.1.2 Application du modèle aux configurations à géométrie variable

Pour le premier groupe, un seul capteur est commun à tous les essais expérimentaux. Il est placé à 0.17 m de la source d'amorçage. La position de ce capteur par rapport au rayon maximal de flamme pour toutes les obstructions de dispositif est précisée Tableau 16.

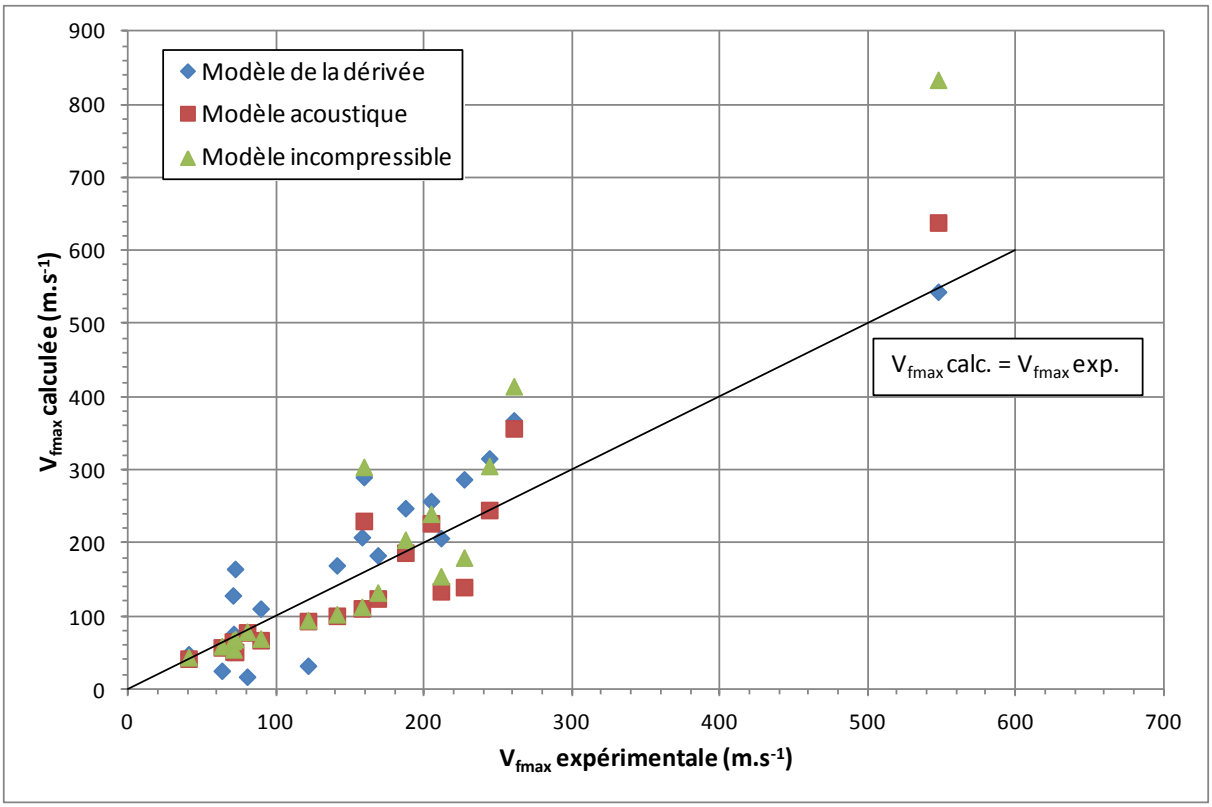


Figure 59 : Comparaison des valeurs de vitesse maximale de flamme apparente obtenues avec les trois expressions du modèle de Deshaies (1981) (équations (3-1) (3-2) et (1-19)) avec les valeurs expérimentales.

Les résultats (Figure 59) montrent la concordance avec une erreur relative de 2.7 % en moyenne entre les résultats issus du modèle incompressible et du modèle acoustique, pour des vitesses inférieures à 103 m.s^{-1}. Ce seuil correspond à une obstruction composée de 10 couches d'obstacles, situé à la limite de considération du modèle acoustique explicitée dans le Tableau 16. Cette vitesse est également la dernière valeur inférieur au seuil de 120 m.s^{-1}, à partir duquel une onde de choc de tête se forme théoriquement et défini la limite du modèle acoustique (Deshaies, 1981). Ainsi, pour un point de mesure à proximité du rayon maximal de flamme et pour des vitesses de flamme largement subsoniques, les deux modèles (équations 3-1 et 3-2) sont équivalents. L'écart observé entre ces deux modèles et les valeurs expérimentales est lui aussi réduit : 5.6 % en moyenne sur l'intervalle d'obstruction n = [1, 18] correspondant aux valeurs de vitesses maximales de flamme inférieures à 103 m.s^{-1}. Par contre, le modèle s'articulant autour de la dérivée de la double intégration du signal de pression (équation 3-3) donne des valeurs de vitesse de la flamme éloignées des valeurs mesurées avec la caméra rapide. L'écart moyen dans cet intervalle atteint 60.0 %. Il pourrait s'expliquer par le bruit de mesure relativement important lors des premiers essais avec des capteurs de pression Kistler. Par exemple, à n = 3, un bruit d'une amplitude moyenne de 300 Pa est mesuré. Cela représente 8.0 % de la surpression maximale dans cette configuration, à 0.17 m de l'amorçage. Le modèle donne la vitesse maximale par double intégration, il en résulte que la dynamique de la courbe est évaluée. Étant amortie, la valeur de la vitesse maximale calculée avec cette méthode sera donc amoindrie.

Dans la suite des essais, le modèle de la double intégration (équation 3-3) donne des résultats plus en adéquation avec les résultats expérimentaux. L'écart moyen observé dans l'intervalle n = [18, 89]

(V_{fmax_exp} = [140m.s^{-1} ; 547 m.s^{-1}]) est de 16.7 % avec un écart maximal de 32.8 % atteint pour n = 21 et V_{fmax_exp} = 187 m.s^{-1}. Concernant les deux autres formulations, l'écart constaté sur l'intervalle n = [18, 89] (V_{fmax_exp} = [140m.s^{-1} ; 547 m.s^{-1}]) pour le modèle acoustique est de 15.2 % alors qu'il atteint 25.5 % pour le modèle incompressible. La principale différence entre les deux modèles est constatée pour des vitesses de flamme importantes obtenues dans des configurations fortement obstruées ($n \geq 29$) ($V_{fmax_exp} \geq 226$ m.s^{-1}). En effet, pour un nombre inférieur de couches, la différence relative entre les résultats obtenus avec les deux modèles est en moyenne de 5.4 %. Au dessus de 29 couches d'obstacle, l'écart atteint 19.5 % en moyenne. Contrairement aux attentes formulées Tableau 16, le modèle acoustique renvoie des valeurs plus proches de celles observées expérimentalement par rapport au modèle incompressible. En effet, le capteur situé à 0.17 m du centre d'amorçage est localisé à une distance inférieure au rayon maximal de flamme pour une obstruction supérieure ou égale à 18 couches d'obstacle pour une hauteur de dispositif de 0.2 m et pour une obstruction supérieure ou égale à 10 couches d'obstacle pour une hauteur de dispositif de 0.1m (Tableau 16). Dans ces cas, le régime incompressible s'applique théoriquement.

3.1.3 Application aux configurations à richesse de mélange variable

Après avoir appliqué le modèle de Deshaies (1981) aux dispositifs dont l'obstruction variait, les données relatives à la variation de la richesse du mélange hydrogène – air contenu dans le terme source (n = 89, d_0 = 0.3 m, h_0 = 0.1 m) sont considérées. Lors de ces essais, dix capteurs ont été utilisés. Ils sont placés alignés dans un intervalle de 0.22 m à 1.63 m des électrodes. Pour une configuration expérimentale donnée, les trois écritures du modèle peuvent être appliquées à chaque capteur. Ainsi, pour chaque essai, dix valeurs de vitesse maximale théorique seront calculées pour chaque expression du modèle. Par conséquent, en plus de l'écart entre les valeurs théoriques et expérimentales, il est nécessaire de considérer la dispersion des résultats obtenus par tous les capteurs. Les valeurs théoriques et expérimentales de la vitesse maximale de flamme sont représentées pour les expressions incompressible (3-1), acoustique (3-2) et celle dérivée du rayon (3-3), respectivement sur les trois figures suivantes : Figure 60, Figure 61 et Figure 62.

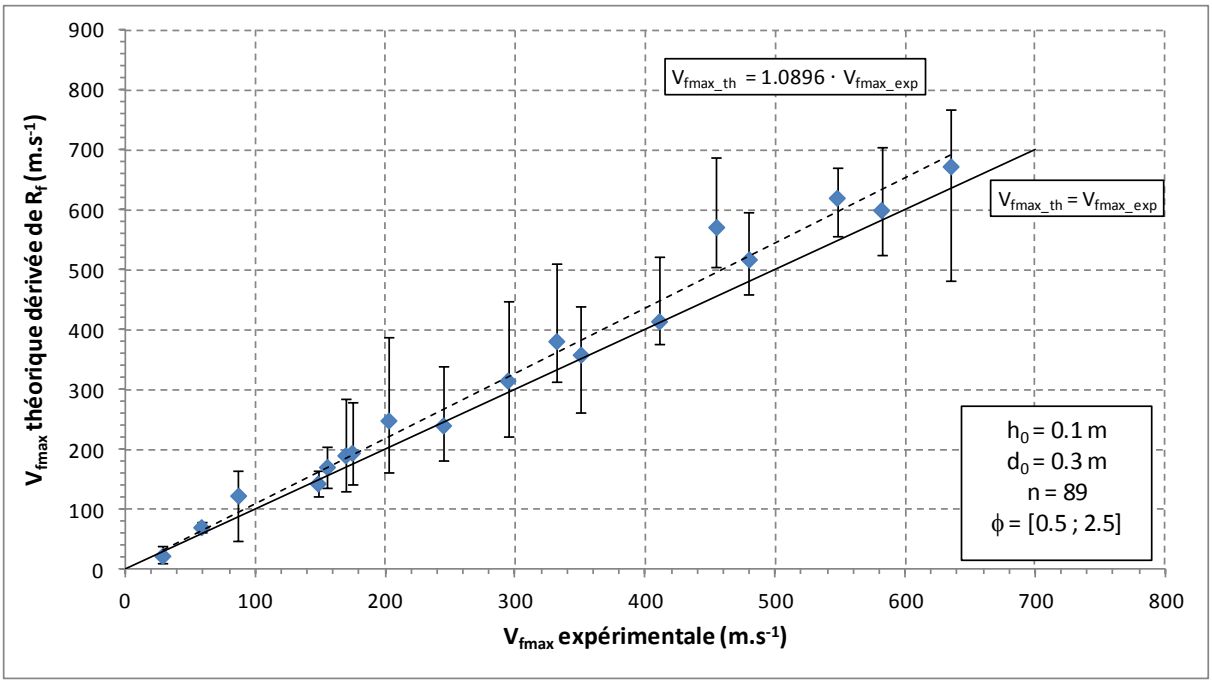


Figure 60 : Vitesse maximale de flamme théorique calculée à partir de la forme dérivée de l'équation (1-18) issue du modèle de Deshaies (1981), moyennée sur tous les capteurs, comparée aux valeurs expérimentales.

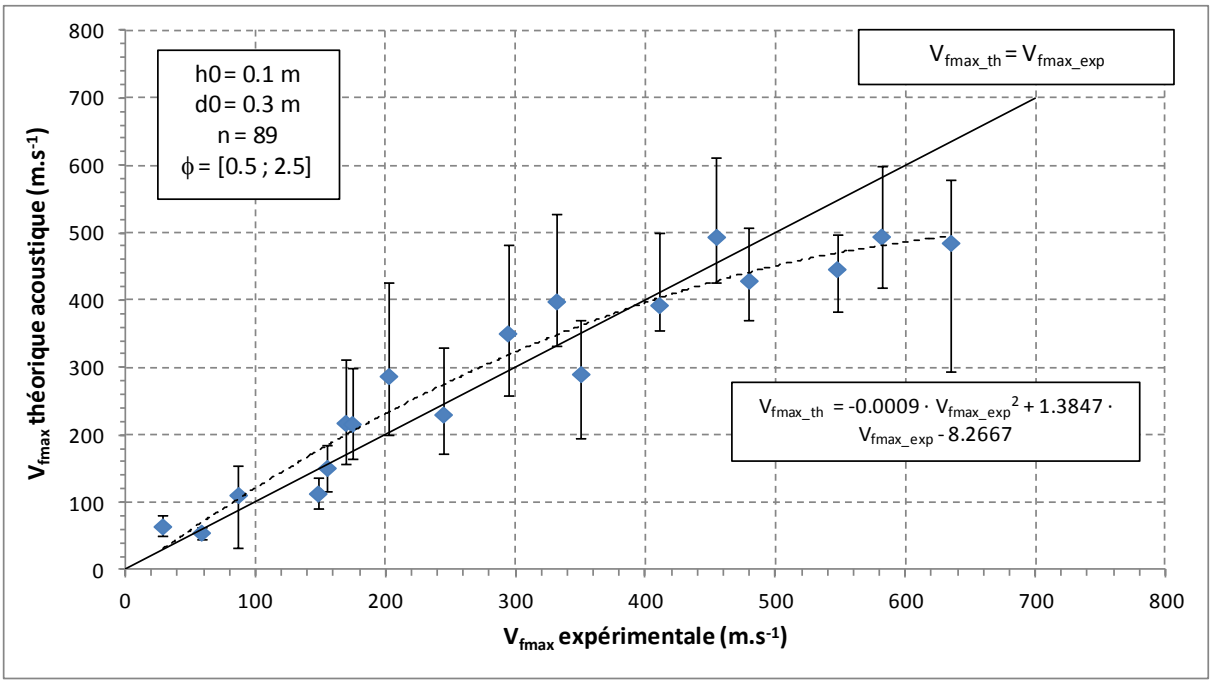


Figure 61 : Vitesse maximale de flamme théorique calculée à partir de la forme acoustique du modèle de Deshaies (1981) (équation 3-2) moyennée sur tous les capteurs comparée aux valeurs expérimentales.

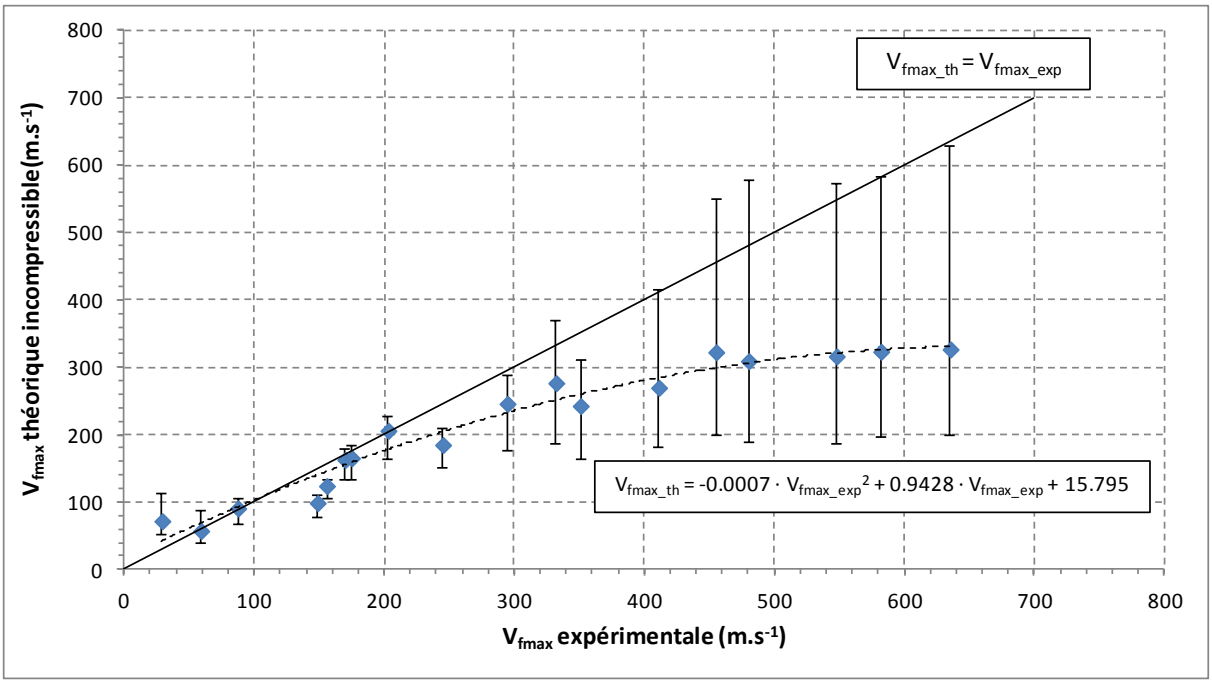


Figure 62 : Vitesse maximale de flamme théorique calculée à partir de la forme incompressible du modèle de Deshaies (1981) (équation 3-1) moyennée sur tous les capteurs comparée aux valeurs expérimentales.

En considérant la valeur moyennée sur tous les capteurs, la forme dérivée du modèle de Deshaies (équation 3-3) se rapproche plus des résultats expérimentaux que les deux modèles acoustique et incompressible. L'écart relatif à la moyenne constaté est de 12.2 % pour le premier contre respectivement 17.5 % et 23.1 % pour les deux autres. Cette bonne concordance est à relativiser par la dispersion importante des résultats, surtout pour des valeurs de vitesse élevées. Par exemple, pour la vitesse maximale mesurée expérimentalement (V_{fmax_exp} = 635 $m.s^{-1}$, ϕ = 1.1), l'amplitude de la dispersion atteint respectivement pour les modèles dérivé, acoustique et incompressible 42.6 %, 44.6 % et 67.7 % de la valeur expérimentale.

Les résultats ont montré que l'écart entre les valeurs expérimentales et théoriques était minimisé pour les modèles du premier ordre avec l'utilisation des données des capteurs les plus proches de la source. Pour le modèle incompressible cela s'explique par le fait qu'il n'est pas conçu pour être appliqué à des distances trop éloignées de la flamme. L'écart moyen entre les résultats obtenus avec le modèle incompressible et les résultats expérimentaux passe progressivement de 16.9 % pour des valeurs de pression relevées à 0.22 m à 45.8 % à 0.70 m. Cette dernière distance est supérieure au double du rayon maximal de flamme observé pour toutes les richesses de mélange (Tableau 12). Pour le modèle acoustique par contre, l'écart peut s'expliquer par la considération par le modèle d'une onde se déplaçant à la vitesse du son dans l'air avec le terme $(1 - \frac{r}{c_0 \cdot t})$. Cependant, si la vitesse de l'onde n'est pas constante et égale à 340 $m.s^{-1}$, l'erreur apportée par l'équation du modèle sera d'autant plus grande que la pondération de ce terme sera forte, donc que le temps parcouru par l'onde sera long. Ainsi, une distance importante du capteur induira une erreur plus grande.

La précision des modèles étant accrue à proximité de l'amorçage, la comparaison des résultats obtenus par les trois méthodes est réalisée à 0.22 m (Figure 63). Ce capteur est par ailleurs le seul placé en zone incompressible où doit théoriquement s'appliquer l'équation (3-1).

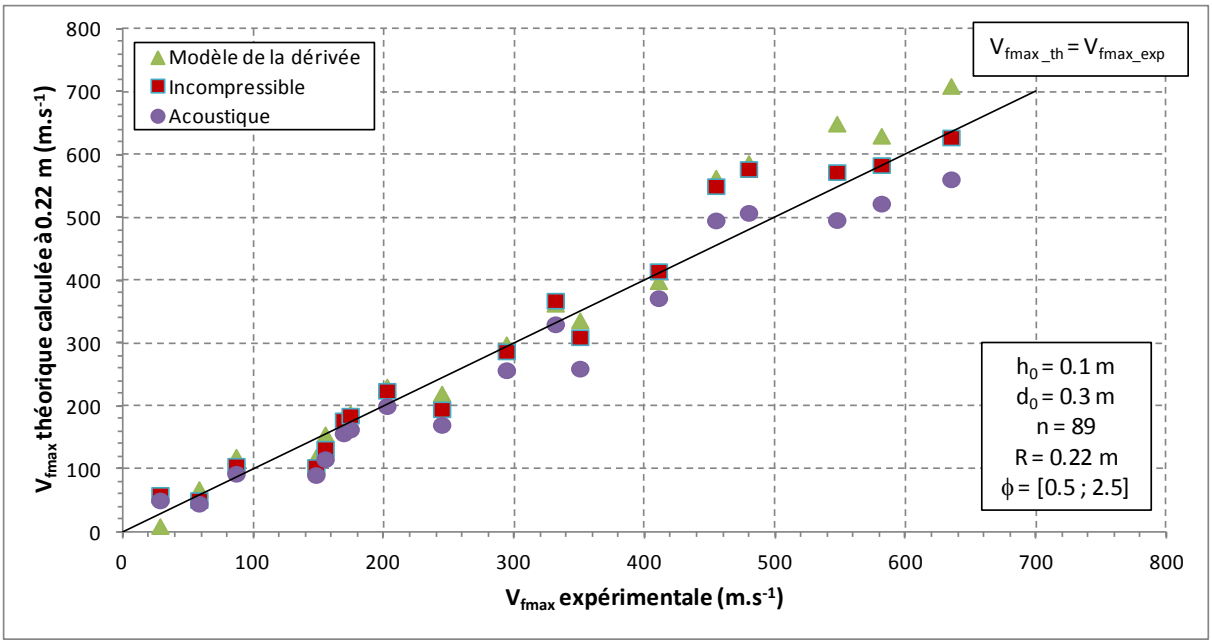


Figure 63 : Comparaison des vitesses maximales de flamme obtenues par les trois expressions du modèle Deshaies (1981) avec les valeurs expérimentales.

À cette distance, les trois méthodes donnent des résultats proches des valeurs expérimentales. L'écart est similaire et s'élève à 16.0 %, 17.1 % et 16.9 % respectivement pour le modèle dérivé, le modèle acoustique et le modèle incompressible.

3.1.4 Conclusion

Bien que le modèle de Deshaies ait été appliqué à une configuration expérimentale ne vérifiant pas toutes les hypothèses formulées, notamment la non-sphéricité du volume gazeux et la présence d'une obstruction dense, les résultats théoriques sont cohérents avec les mesures expérimentales.

La modélisation à vitesse variable qui procède par dérivée de l'expression du rayon de flamme calculé par double intégration du signal de pression (équation (3-3)) donne une meilleure précision. Elle nécessite cependant des signaux de pression peu bruités pour ne pas fausser la dynamique de montée en pression.

Les équations modélisant une déflagration à vitesse constante sont validées pour un intervalle de vitesse bien plus large que les restrictions à des valeurs inférieures à 120 m.s^{-1} annoncées par l'auteur. Bien que la précision soit supérieure sous ce seuil, une précision inférieure à 20 % a été globalement observée à une distance de mesure de 0.22 m, quelle que soit la configuration.

La précision des résultats avec le modèle incompressible (équation 3-1) diminue avec la distance du point de mesure. Sa validité est donc pour des points de mesures inférieurs au rayon maximal de flamme, comme convenu.

Par contre la loi acoustique (équation 3-2) peut s'appliquer à des capteurs proches du front de flamme en zone incompressible sans altérer la précision du modèle. Il convient de préciser que ces capteurs restent en dehors du champ d'obstruction.

En conclusion, les modèles du premier ordre se substituent au modèle à vitesse variable dans la plupart des cas. La simplicité d'utilisation et le peu de données d'entrée en font un outil efficace. Par contre leur utilisation nécessite une configuration instrumentalisée et serait donc difficilement applicable en analyse post-accidentelle par exemple.

3.2. Modèle de Grüne (2003)

3.2.1 Application du modèle à des configurations à volume constant.

Le modèle de Grüne (2003), développé au § 1.2.3.1, permet de calculer la vitesse maximale apparente de flamme, V_{fmax}, à partir de propriétés du mélange combustible et de caractéristiques du champ d'obstacles. L'expression du modèle sous la forme de l'équation (3-5) se présente comme le produit du rapport d'expansion, de la vitesse laminaire de flamme, d'un coefficient X' dépendant des caractéristiques du champ d'obstacles et de deux constantes k et k' relatives au modèle.

$$V_{fmax_th} = k \cdot k' \cdot \sigma \cdot S_L \cdot X' \qquad 3\text{-}5$$

Avec : - V_{fmax_th} : vitesse maximale de flamme théorique ($m.s^{-1}$)

- k : constante inhérente au modèle d'accélération de flamme (-)

- k' : constante de proportionnalité liant S_L et S_T, vitesse de combustion turbulente (-)

- σ : coefficient d'expansion (-)

- S_L : vitesse laminaire de flamme ($m.s^{-1}$)

- X' : coefficient d'obstruction (-)

Le coefficient d'obstruction, X', s'exprime par la relation suivante :

$$X' = \left(1 + \frac{(n-1)\, n\, (2 \cdot n - 1)}{6} \times \frac{\Delta^2}{{\delta_m}^2}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad 3\text{-}6$$

Avec : - X' : coefficient d'obstruction (-)

- S_T : vitesse de combustion turbulente ($m.s^{-1}$)

- n : nombre de couches d'obstacles traversées par la flamme (-)

- Δ : pitch (m)

- δ_m : moitié de la taille de maille (m)

La géométrie du mélange n'étant pas prise en compte par le modèle, ce dernier sera dans un premier temps appliqué pour un volume de gaz combustible constant. Il s'agit des essais réalisés dans deux enceintes cylindriques de diamètre d_0 = 0.150 m et de hauteur h_0 = 0.1 m et h_0 = 0.2 m. Elles sont associées à des volumes de mélange hydrogène – air stœchiométrique s'élevant respectivement à V = 1.76 L et V = 3.53 L. le nombre de couches d'obstacle qui composent l'obstruction de ces enceintes est au maximum de 21.

Configuration		Obstruée					Non Obstruée
n		21	18	10	5	3	1
Δ (m)		0.00298	0.00347	0.00625	0.01250	0.02500	0.07500
X'		53.16	48.91	35.18	22.84	18.66	1.00
h_0 = 0.1 m d_0 = 0.15 m	V_{fmax_exp} ($m.s^{-1}$)	157.3	140.3	88.8	71.5	50.8	19.7
	k·k'	0.2016	0.1954	0.1719	0.1777	0.1854	1.3419
	< k·k' >	0.1864					1.3419
h_0 = 0.2 m d_0 = 0.15 m	V_{fmax_exp} ($m.s^{-1}$)	186.7	168.7	120.8	79.6	62.5	40.0
	k·k'	0.2392	0.2350	0.2339	0.2374	0.2282	2.7247
	< k·k' >	0.2347					2.7247

Tableau 18 : k·k' calculés à partir la formule de Grüne et al. (2003) pour le mélange stœchiométrique hydrogène/air.

Les données expérimentales ainsi que les résultats obtenus pour toutes les configurations sont présentées au Tableau 18. Le terme k·k' est évalué en appliquant la relation (3-5) à la vitesse expérimentale de flamme, V_{fmax_exp}. L'expression de k·k' est alors :

$$k \cdot k' = \frac{V_{fmax_exp}}{\sigma \cdot S_L \cdot X'} \qquad 3\text{-}7$$

Avec : - k : constante inhérente au modèle d'accélération de flamme (-)

- k' : constante de proportionnalité liant S_L et S_T, vitesse de combustion turbulente (-)

- V_{fmax_exp} : vitesse maximale de flamme expérimentale ($m.s^{-1}$)

- σ : coefficient d'expansion (-)

- S_L : vitesse laminaire de flamme ($m.s^{-1}$)

- X' : coefficient d'obstruction (-)

Les données intervenant dans le calcul de X' (équation 3-6) sont connues. La taille de maille des grilles d'obstruction est égale à 0.006 m. Le pitch calculé (Δ) tient compte du volume cylindrique interne exempt de toute obstruction, de 0.025 m de diamètre, accueillant les électrodes. Ainsi, deux cas sont à distinguer pour le calcul du pitch. Le premier est celui où la distance minimale entre deux couches d'obstacles est inférieure à 0.0125 m et le second celui où la distance est supérieure à cette

valeur. La transition entre ces deux cas se fait pour un nombre de couches égal à cinq. Dans les deux cas, le pitch est calculé par les formules suivantes :

Pour $n \leq 5$

$$\Delta = \frac{d_0}{2 \cdot n} \qquad 3\text{-}8$$

Pour $n > 5$

$$\Delta = \frac{d_0 - 0.025}{2 \cdot n} \qquad 3\text{-}9$$

Avec : - Δ : pitch (m)

- d_0 : diamètre extérieur de l'enceinte cylindrique (m)

- n : nombre de couches d'obstacles (-)

Le terme k·k' doit rester constant pour une configuration géométrique donnée à partir d'un certain degré de congestion. Dans le cas présent (Tableau 18), le facteur k·k' prend les valeurs moyennes $\langle k \cdot k' \rangle = 0.1864 \pm 8.0$ % dans le cas du dispositif de hauteur $h_0 = 0.1$ m et $\langle k \cdot k' \rangle = 0.2347 \pm 2.3$ % dans le cas du dispositif de hauteur $h_0 = 0.2$ m. La faible dispersion dans les deux cas permet de considérer une valeur moyenne du facteur multiplicatif dans chacune des configurations pour une obstruction supérieure ou égale à 3 couches dans une enceinte de volume constant. Par contre, la valeur de la moyenne n'est pas identique dans les deux configurations qui ne diffèrent que par la hauteur du dispositif et donc par le volume de gaz intervenant dans l'explosion.

La loi (3-5) devient alors :

- Pour $h_0 = 0.1$ m :

$$V_{fmax_th} = 0.1864 \cdot \sigma \cdot S_L \cdot X' \qquad 3\text{-}10$$

- Pour $h_0 = 0.2$ m :

$$V_{fmax_th} = 0.2347 \cdot \sigma \cdot S_L \cdot X' \qquad 3\text{-}11$$

Pour un mélange stœchiométrique hydrogène/air, $\sigma \cdot S_L = 14.89$ (Tableau 6). Ainsi, les équations (3-10) et (3-11) deviennent :

- Pour $h_0 = 0.1$ m :

$$V_{fmax_th} = 2.7755 \cdot X' \qquad 3\text{-}12$$

- Pour $h_0 = 0.2$ m :

$$V_{fmax_th} = 3.4947 \cdot X' \qquad 3\text{-}13$$

Avec : - V_{fmax_th} : vitesse maximale de flamme théorique ($m.s^{-1}$)

- σ : coefficient d'expansion (-)

- S_L : vitesse laminaire de flamme ($m.s^{-1}$)

- X' : coefficient d'obstruction (-)

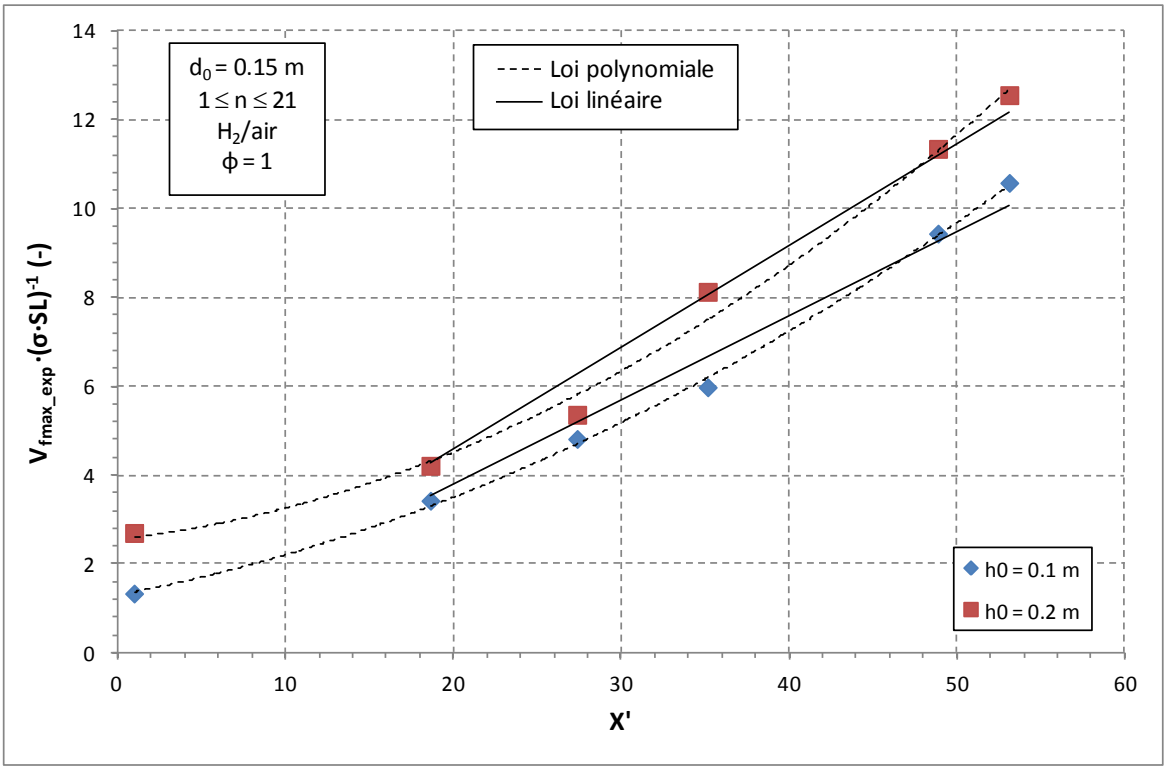


Figure 64 : Évolution de la vitesse maximale expérimentale de flamme en fonction du coefficient d'obstruction X'.

L'évolution de la vitesse expérimentale apparent de flamme en fonction du coefficient d'obstruction X' (Figure 64) suit une loi polynomiale de degré 2 pour une obstruction comprise entre 1 et 21 couches d'obstacles pour les deux dispositifs de hauteur h_0 = 0.1 m et h_0 = 0.2 m. Pour un dispositif de hauteur h_0 = 0.1 m, cette loi s'exprime par la relation :

$$\frac{V_{fmax_exp}}{\sigma \cdot S_L} = 0.0019 \cdot X'^2 + 0.0717 \cdot X' + 1.2949 \qquad 3\text{-}14$$

Dans le cas du dispositif de hauteur h_0 = 0.2 m, la relation devient :

$$\frac{V_{fmax_exp}}{\sigma \cdot S_L} = 0.0028 \cdot X'^2 + 0.0422 \cdot X' + 2.552 \qquad 3\text{-}15$$

Avec : - V_{fmax_exp} : vitesse maximale de flamme expérimentale ($m.s^{-1}$)

- σ : coefficient d'expansion (-)

- S_L : vitesse laminaire de flamme ($m.s^{-1}$)

- X' : coefficient d'obstruction (-)

Les coefficients de corrélations associés à ces deux expressions sont respectivement 0.9919 et 0.9987. Ces valeurs montrent la pertinence de l'utilisation de X' pour la caractérisation d'une enceinte obstruée.

Cependant le modèle de Grüne (2003) établit l'évolution linéaire de la vitesse maximale de flamme en fonction du coefficient X'. Cela se traduit par la faible variation du coefficient k·k' calculé à partir des données expérimentales pour des obstructions comportant plus de trois couches. La représentation de la vitesse maximale de flamme expérimentale (Figure 64) met en lumière cette linéarité pour les deux dispositifs. Dans le cas d'un dispositif de hauteur h_0 = 0.1 m, la vitesse de flamme évolue suivant la relation :

$$\frac{V_{fmax_exp}}{\sigma \cdot S_L} = 0.1889 \cdot X' \qquad 3\text{-}16$$

Dans le cas dispositif de hauteur h_0 = 0.2 m, la relation est quant à elle :

$$\frac{V_{fmax_exp}}{\sigma \cdot S_L} = 0.2291 \cdot X' \qquad 3\text{-}17$$

Les coefficients de corrélation dans les deux configurations sont respectivement 0.975 et 0.981.

Les coefficients directeurs des droites sont à comparer avec leur valeur théorique, <k·k'>. Pour h_0 = 0.1 m, <k·k'> = 0.1864. Cela représente un écart de 1.3 % avec la valeur expérimentale (équation 3-16). Pour h_0 = 0.2 m, l'écart entre la valeur théorique <k·k'> = 0.2347 et la valeur expérimentale (équation 3-17) est de 2.4 %.

Les valeurs expérimentales de vitesse apparente de flamme sont tracées en fonction des valeurs théoriques obtenues avec la formulation de Grüne (2003) en considérant les valeurs moyennes de k·k' (Figure 65).

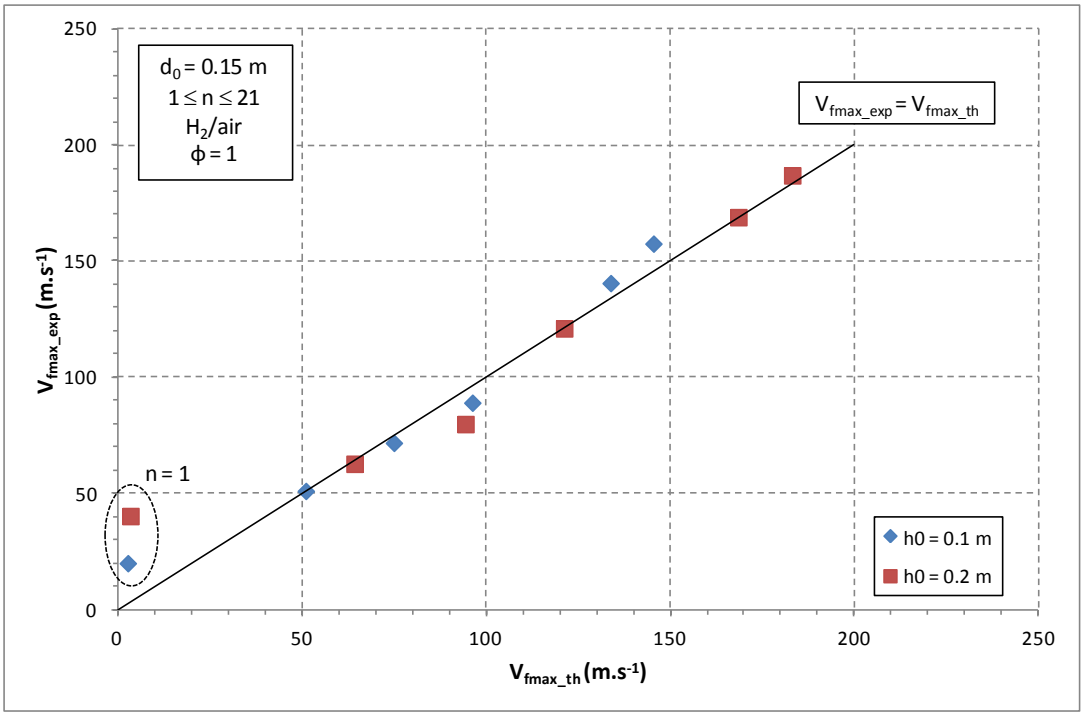


Figure 65 : Comparaison des vitesses de flammes expérimentales et théoriques (équations 3-12 et 3-13) (Grüne, 2003).

La comparaison des résultats théoriques aux résultats expérimentaux montre un écart moyen de 5.0 % pour des configurations comportant au moins 3 couches d'obstacle. Cela montre la bonne précision du modèle dans la prédiction des vitesses apparente de flamme dans une configuration géométrique donnée. Néanmoins, l'application du modèle dans les deux configurations a montré qu'une valeur de <k·k'> est associée à une géométrie et à un volume de charge.

3.2.2 Influence de l'augmentation du volume de la charge explosive sur l'expression du modèle

L'augmentation du nombre de couches d'obstacle au-delà de 21 entraîne l'augmentation du volume de la charge. Les caractéristiques des configurations comprenant entre 25 et 89 couches d'obstacles sont rappelées dans le Tableau 19.

Le passage de 21 couches aux 89 couches maximales s'accompagne du doublement du rayon de la charge. Cela induit un volume initial de combustible gazeux quatre fois plus important. Ce changement de configuration entraîne aussi la variation de la vitesse de flamme qui augmente avec le degré d'obstruction présent dans le dispositif. Par conséquent, le facteur k·k' calculé à partir de la valeur expérimentale de la vitesse de flamme évolue également (Tableau 19). Ainsi la vitesse calculée ne sera plus proportionnelle à X'. Le modèle doit donc être adapté pour prendre en compte les variations de la géométrie de la charge et donc de son volume.

n		25	29	57	89
d_0 (m)		0.175	0.200	0.200	0.300
Δ (m)		0.0030	0.0030	0.0015	0.0015
X'		70.01	88.42	125.87	246.75
h_0 = 0.1 m	V (L)	NA	3.14	3.14	7.07
	V_{fmax_exp} ($m.s^{-1}$)	NA	226	211	547
	k·k'	NA	0.1744	0.1140	0.1510
h_0 = 0.2 m	V (L)	4.81	6.28	6.28	NA
	V_{fmax_exp} ($m.s^{-1}$)	204	243	260	NA
	k·k'	0.1985	0.1872	0.1407	NA

Tableau 19 : Caractéristiques des configurations d'obstruction 25 < n < 89 pour les deux hauteurs de dispositifs.

Le dispositif d'accélération de flamme étant cylindrique, deux données géométriques interviennent dans le calcul du volume : le rayon et la hauteur du cylindre. Deux variables adimensionnées sont alors considérées.

La première est : r_0/R_0 avec R_0 le rayon de la sphère équivalent au même volume que le cylindre utilisé et r_0 le rayon du volume de gaz expérimental cylindrique.

La seconde est : h_0/H_0 avec H_0 la hauteur d'un cylindre dont le volume serait identique à celui d'une sphère de même rayon et h_0 la hauteur du volume de gaz expérimental cylindrique.

Ainsi, les expressions de R_0 et de H_0 sont les suivantes :

$$R_0 = \left(V \cdot \frac{3}{4 \cdot \pi}\right)^{\frac{1}{3}} \quad 3\text{-}18$$

$$H_0 = \frac{4}{3} \cdot \left(V \cdot \frac{3}{4 \cdot \pi}\right)^{\frac{1}{3}} \quad 3\text{-}19$$

Avec : - R_0 : rayon de sphère équivalent (m)

- H_0 : hauteur du cylindre équivalent (m)

- V : volume de gaz (m^3)

La modélisation utilisant les données géométriques adimensionnées des dispositifs expérimentaux ainsi que les paramètres introduits par Grüne (2003) et minimisant l'écart avec les résultats expérimentaux suit la loi d'équation :

$$\frac{V_{fmax_th}}{\sigma \cdot S_L} = X' \cdot \left(0.8 \cdot \left(\frac{h_0}{H_0}\right)^3 + \left(\frac{r_0}{R_0}\right)^3\right) \quad 3\text{-}20$$

Avec : - V_{fmax_th} : vitesse maximale de flamme théorique ($m.s^{-1}$)

- σ : rapport d'expansion (-)

- S_L : vitesse laminaire de flamme ($m.s^{-1}$)

- X' : coefficient d'obstruction (-)

- h_0 : hauteur du volume de gaz initial (m)

- H_0 : hauteur du cylindre équivalent (équation 3-19) (m)

- r_0 : rayon du volume de gaz initial cylindrique (m)

- R_0 : rayon de sphère équivalent (équation 3-18) (m)

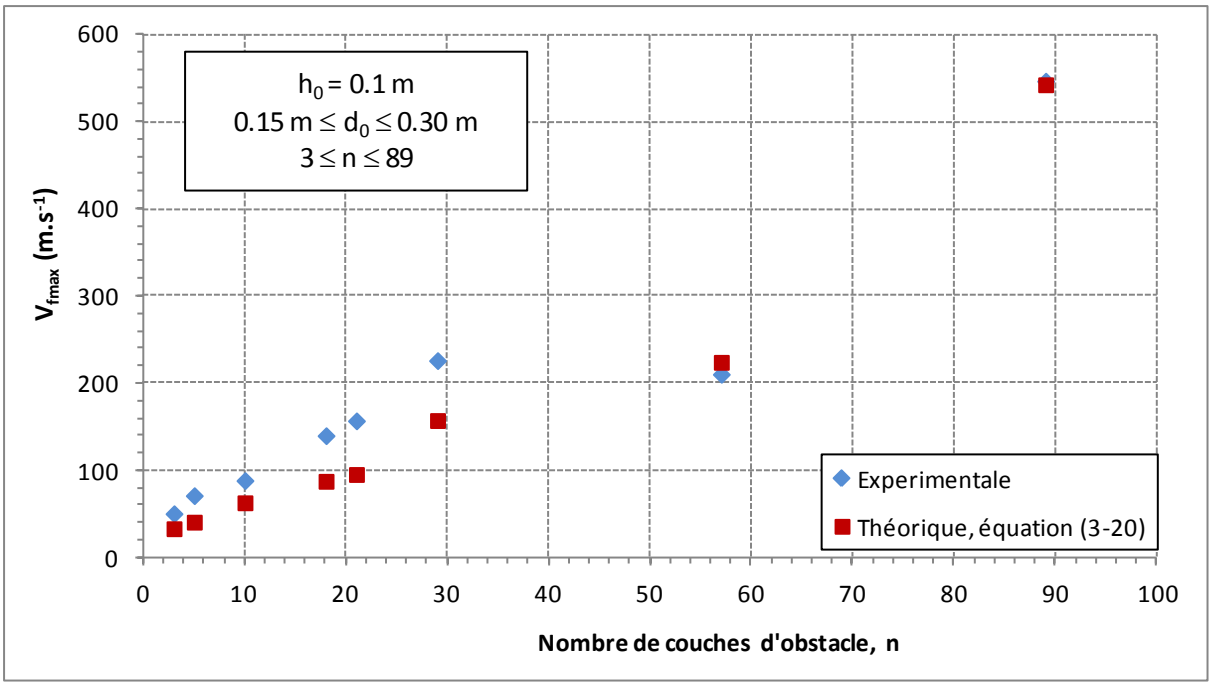


Figure 66 : Vitesses maximales de flamme calculée (équation 3-20) et expérimentale en fonction du nombre de couches d'obstacle pour des structures de hauteur $h_0 = 0.1$ m.

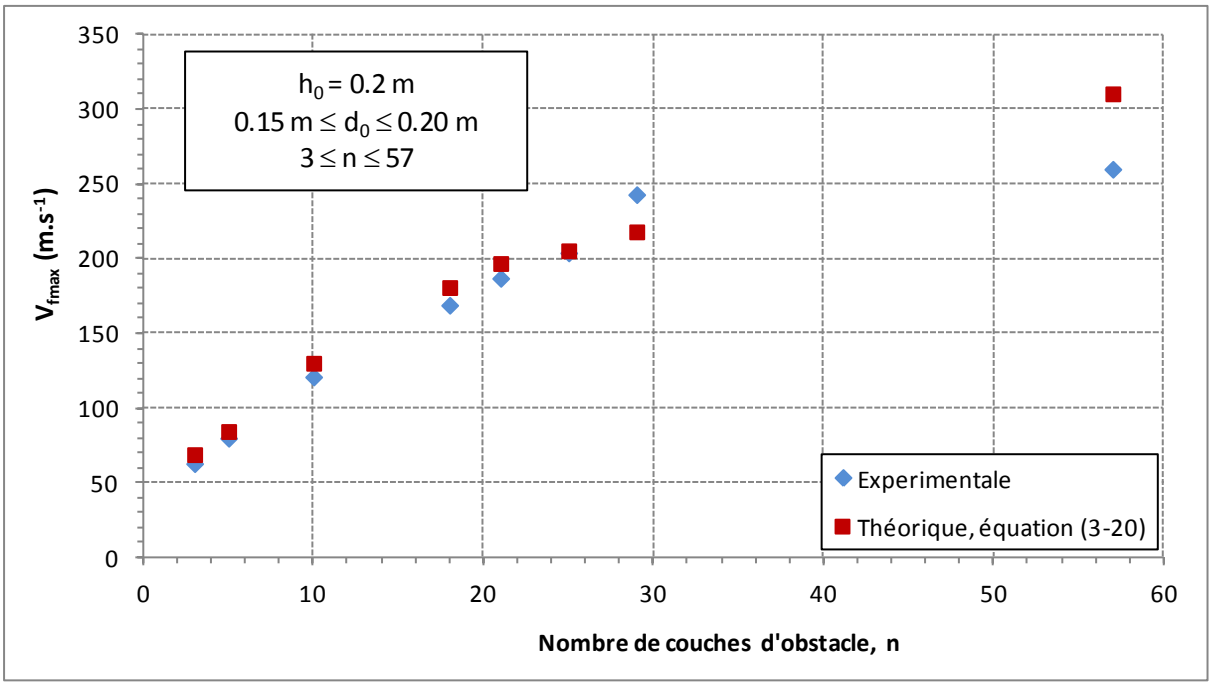


Figure 67 : Vitesses maximales de flamme calculée (équation 3-20) et expérimentale en fonction du nombre de couches d'obstacle pour des structures de hauteur $h_0 = 0.2$ m.

La nouvelle forme du modèle (3-20) donne des résultats présentant un écart relatif moyen de 17.8 % avec les vitesses de flamme mesurées expérimentalement. La comparaison des valeurs expérimentales et modélisées montre une bonne concordance avec les résultats obtenus avec le dispositif de hauteur $h_0 = 0.2$ m (Figure 67). L'écart relatif moyen entre les résultats obtenus avec l'équation (3-20) et les résultats expérimentaux est de 8.2 %. Concernant le dispositif de hauteur $h_0 = 0.1$ m (Figure 66), les résultats sont sous-estimés par le modèle sauf dans le cas de

V_{fmax_exp} = 547 m.s^{-1} (n = 89) et de V_{fmax_exp} = 210 m.s^{-1} (n = 57), les deux configurations les plus obstruées. Dans ces deux cas, l'écart relatif est inférieur à 7 %. Dans les autres cas, le modèle conduit à des valeurs 35.3 $\pm$ 7 % plus faibles que les moyennes expérimentales.

Pour répondre à l'absence de prise en compte dans le modèle de Grüne (2003) de la géométrie de la charge, une forme différente du modèle a été développée. Dans le cas d'un dispositif cylindrique, les paramètres de rayon et de hauteur de la charge ont été incorporés. La grande variété de configurations autant en termes de dimension que d'obstruction entraîne une erreur relative sur le modèle de 17.8 % en moyenne mais pouvant atteindre 42.5 % au maximum pour un dispositif de hauteur h_0 = 0.1 m et d'obstruction n = 5.

3.2.3 Influence de la réactivité du mélange sur l'expression du modèle

Des essais ont été effectués dans le dispositif d'accélération de flamme de diamètre d_0 = 0.3 m, de hauteur h_0 = 0.1 m et comportant 89 couches d'obstacles en faisant varier la réactivité du mélange. Les résultats de ces essais sont décrits au § 2.3.3. La réactivité du mélange a été modifiée en faisant varier la richesse du mélange hydrogène – air utilisé. Les richesses sont comprises dans l'intervalle ϕ = [0.4 : 2.5]. La vitesse de flamme pour un mélange de richesse 0.4 n'a pas pu être déterminée expérimentalement en raison de la faible luminosité de la flamme.

La formulation du modèle de Grüne (2003) prend indirectement en compte la réactivité du mélange en faisant intervenir le coefficient d'expansion σ et la vitesse laminaire de flamme S_L (équation 3-5). Ces deux paramètres dépendent du mélange combustible. Les valeurs associées à chacun des mélanges étudiés sont reportés dans le Tableau 6.

Cependant, comme il a été expliqué précédemment, l'évolution de la vitesse de flamme ne suit pas celle du produit $\sigma \cdot S_L$. En effet, la valeur mesurée de la vitesse maximale apparente de flamme atteint son maximum pour un mélange de richesse ϕ = 1.1 alors que le produit $\sigma \cdot S_L$ atteint lui son maximum pour un mélange de richesse ϕ = 1.6. Ce décalage entraîne l'impossibilité de décrire l'évolution de la vitesse de flamme pour un mélange hydrogène – air de richesse variable avec la précédente expression du modèle (équation 3-20). Il est nécessaire d'introduire une fonction corrective dépendant de la richesse du mélange pour construire l'expression d'un modèle s'appliquant à toutes les configurations expérimentales étudiées.

L'expression ainsi établie repose sur l'équation (3-20) et est complétée par un polynôme de degré cinq, fonction de la richesse ϕ. Elle s'écrit :

$$V_{fmax_th} = \sigma \cdot S_L \cdot X' \left(0.8 \left(\frac{h_0}{H_0} \right)^3 + \left(\frac{r_0}{R_0} \right)^3 \right) \cdot p(\phi) \qquad 3\text{-}21$$

$$\text{Et } p(\phi) = -2.4 \cdot \phi^5 + 17.3 \cdot \phi^4 - 46.1 \cdot \phi^3 + 54.6 \cdot \phi^2 - 27.2 \cdot \phi + 4.8$$

Avec : - V_{fmax_th} : vitesse maximale apparente de flamme théorique (m.s^{-1})

- σ : coefficient d'expansion (-)

- S_L : vitesse laminaire de flamme ($m.s^{-1}$)

- X' : coefficient d'obstruction (-)

- h_0 : hauteur de la charge gazeuse (m)

- H_0 : hauteur d'un cylindre dont le rayon est identique à celui d'une sphère de même volume (m)

- r_0 : rayon de la charge gazeuse (m)

- R_0 : rayon d'une sphère de même volume que le cylindre étudié

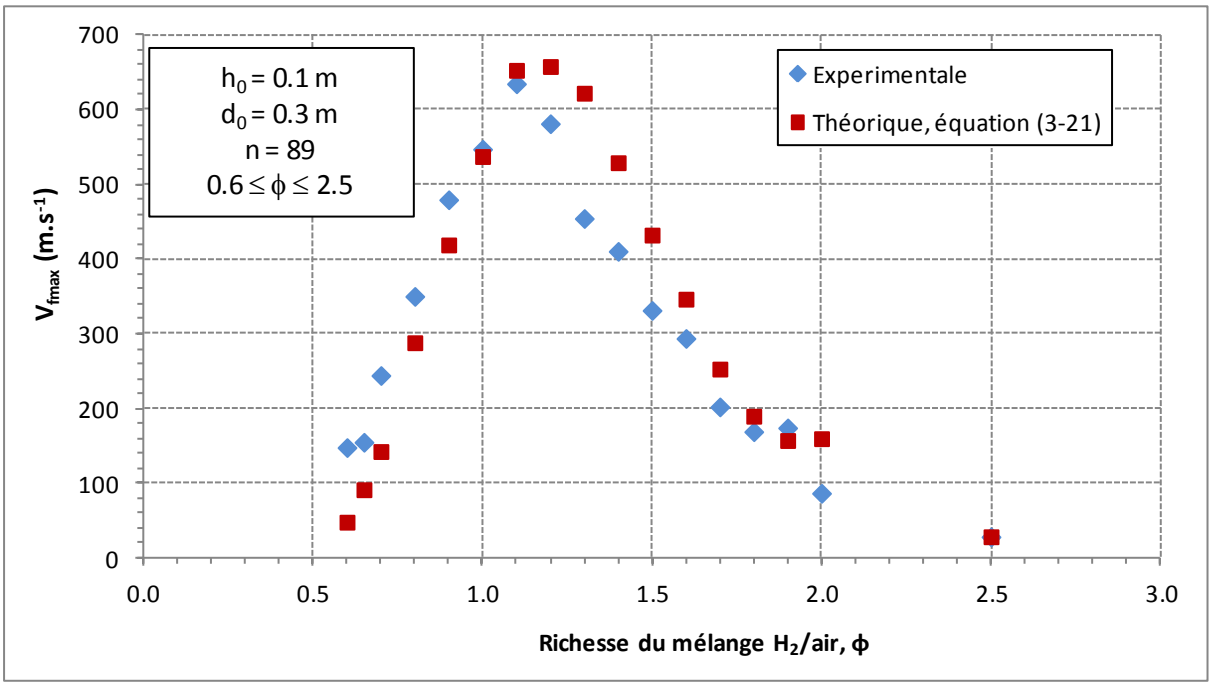


Figure 68 : Vitesses maximales de flamme calculée avec l'équation (3-21) et expérimentale en fonction de la richesse du mélange combustible.

Ls valeurs de vitesse maximale de flamme calculées avec l'équation (3-21) sont identiques à celles calculées avec l'équation (3-20) pour les dispositifs de hauteur h_0 = 0.1 m et h_0 = 0.2 m avec un mélange hydrogène/air stoechiométrique. Le modèle (équation 3-21) s'applique aux résultats du dispositif d'accélération de flamme le plus obstrué, pour différentes richesses de mélange hydrogène/air, avec une erreur relative de 26.1 % (Figure 68).

Cette formulation (équation 3-21), plus complexe que la précédente (équation 3-20) permet de décrire toutes les configurations étudiées, quelle que soit la géométrie de la charge ou la réactivité du mélange hydrogène/air.

3.2.4 Conclusion

Le modèle de Grüne (2003) est donc un modèle qui, dans sa formulation d'origine, permet de prédire la vitesse maximale apparente de flamme dans une configuration géométrique donnée à obstruction variable pour un mélange réactif donné. Une fois le coefficient k·k' identifié le modèle donne des résultats d'une bonne précision pour les deux hauteurs de dispositif.

L'augmentation de la taille de la charge qui accompagne l'augmentation de l'obstruction au sein du dispositif (n > 21) nécessite l'adaptation du modèle en prenant en compte les caractéristiques géométriques de l'enceinte. Ce faisant, la précision du modèle reste bonne tout en sous estimant la vitesse maximale de flamme dans le cas du dispositif de hauteur h_0 = 0.1 m de 35 % en moyenne.

Enfin, le changement de la réactivité du combustible nécessite l'ajout d'un terme lié à la richesse du mélange dans l'expression du modèle. L'expression ainsi formulée s'applique à toutes les configurations avec un écart relatif moyen de 22.0 % avec les résultats expérimentaux.

3.3. Modèle de Dorofeev (2007)

3.3.1 Application du modèle aux configurations à géométrie variable

Le modèle publié par Dorofeev (2007) permet de prédire la vitesse apparente de flamme en fonction de caractéristiques liées au mélange réactif et à la configuration expérimentale par la relation :

$$V_f = a_d^2 \cdot b_d \cdot \sigma \cdot (\sigma - 1) \cdot S_L \cdot \left[1 + \frac{4}{3} \cdot \frac{\sigma \cdot y}{\Delta} \cdot \frac{{R_f}^{\alpha_d}}{(\sigma \cdot \Delta)^{\alpha_d}}\right]^2 \cdot \left(\frac{L_T}{\delta}\right)^{\frac{1}{3}} \qquad 3\text{-}22$$

Avec
- V_f : vitesse apparente de flamme ($m.s^{-1}$)
- a_d, b_d et α_d : scalaires (-)
- σ : rapport d'expansion (-)
- S_L : vitesse laminaire de flamme ($m.s^{-1}$)
- Δ : distance entre chaque obstacle (m)
- y : taille caractéristique des obstacles (m)
- R_f : rayon de flamme (m)
- L_T : échelle spatiale de la turbulence (m)
- $\delta = \nu/S_L$: épaisseur de flamme (m), ν étant la viscosité cinématique ($m^2.s^{-1}$)

Les valeurs des scalaires $a_d^2 \cdot b_d$ et α_d ont été déterminés par l'auteur en appliquant le modèle à des résultats expérimentaux. Ainsi $a_d^2 \cdot b_d = 8.5 \cdot 10^{-3}$ et $\alpha_d = 0.63$ (Dorofeev, 2011).

L'échelle spatiale de turbulence est prise égale au rayon de flamme R_f (Dorofeev, 2011).

L'application du modèle de Dorofeev aux configurations à géométrie variable nécessite l'emploi de leurs caractéristiques dans l'expression (3-22). Le combustible utilisé est un mélange stœchiométrique hydrogène-air. Les valeurs prises par la vitesse laminaire de flamme et par le rapport d'expansion sont donc respectivement S_L = 2.17 m.s^{-1} et σ = 6.86 (Tableau 6). L'épaisseur de flamme représente le quotient entre la viscosité cinématique du mélange de gaz frais et la vitesse laminaire de flamme. Pour une viscosité cinématique de $2.16 \cdot 10^{-5}$ m².s^{-1}, l'épaisseur de flamme est de $\delta = 9.95 \cdot 10^{-6}$ m. La taille caractéristique des obstacles est définie ici comme étant le diamètre du fil de fer constitutif des obstacles (0.0005 m). Enfin, le rayon de flamme est pris comme étant égal au rayon du cylindre extérieur définissant la limite du champ d'obstacles et donc le bord du nuage de gaz frais combustible initial. Les valeurs de rayon de cylindre et de pitch (Δ) liées à toutes les configurations étudiées sont réunies dans le Tableau 20.

n	Rayon du cylindre (m)	Δ (m)
1	0.075	0.0750
3	0.075	0.0250
4	0.075	0.0188
5	0.075	0.0125
10	0.075	0.0063
18	0.075	0.0035
21	0.075	0.0030
29	0.1	0.0030
57	0.1	0.0015
89	0.15	0.0015

Tableau 20 : Caractéristiques géométriques des configurations à géométrie variable étudiées.

Les vitesses maximales de flamme obtenues expérimentalement dans les configurations expérimentales décrites dans le Tableau 20 pour les deux hauteurs de cylindre (h_0 = 0.1 m et h_0 = 0.2 m) sont comparées avec les valeurs calculées par le modèle de Dorofeev (équation 3-22) pour les deux hauteurs de cylindre : h/h_0 = 1 (Figure 69) et h/h_0 = 2 (Figure 70).

Les résultats montrent la surestimation de la vitesse maximale de flamme par le modèle pour une obstruction inférieure ou égale à 10 couches d'obstacle (V_{fmax_exp} < 120 m.s^{-1}) de 52.6 % et 65.3 % en moyenne, respectivement pour les structures de hauteur h_0 = 0.1 m (Figure 69) et h_0 = 0.2 m (Figure 70). Pour une obstruction comprise entre 18 et 29 couches, le modèle sous-estime la vitesse expérimentale de flamme en moyenne de 68.4 % pour h_0 = 0.1 m et 52.5 % pour h_0 = 0.2 m. Par contre, pour les configurations comportant 57 (h_0 = 0.1 m et h_0 = 0.2 m) ou 89 couches d'obstacles (h_0 = 0.1 m), la vitesse maximale de flamme calculée avec le modèle de Dorofeev (équation 1-31) est dix fois supérieure à la valeur expérimentale. La caractéristique commune de ces trois configurations est une valeur de pitch Δ = 0.0015 m. Il s'agit de la valeur minimale utilisée lors des essais expérimentaux. Or, cette grandeur a une grande influence dans l'expression du modèle (équation 1-31). Une valeur très faible engendre des valeurs de vitesse de flamme théorique très élevées.

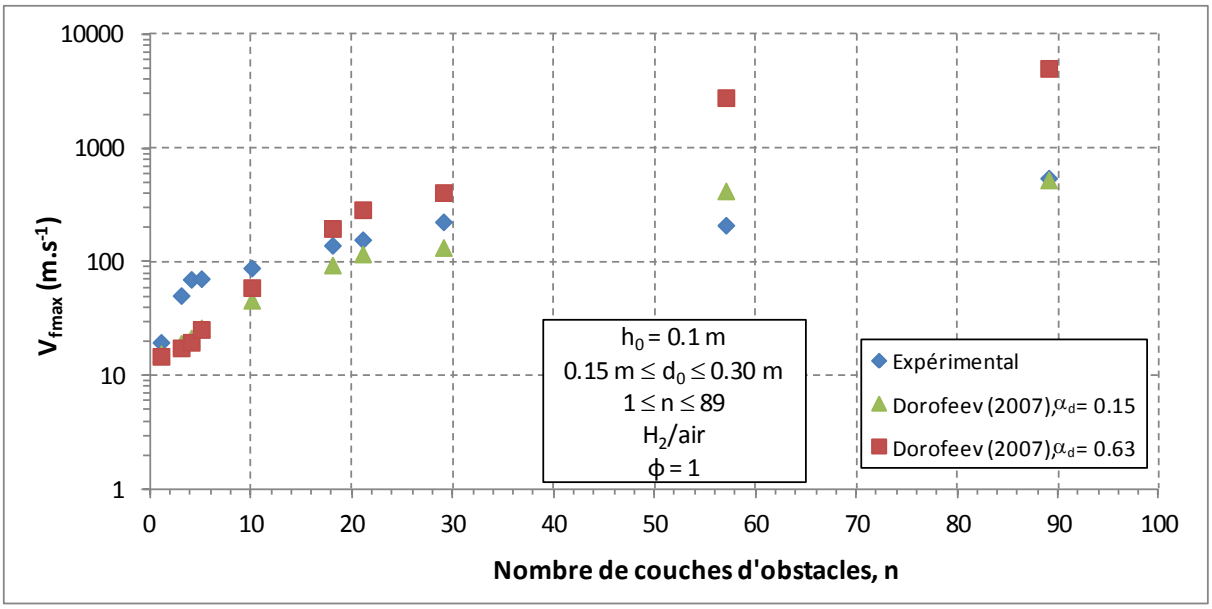


Figure 69 : Vitesse maximale de flamme calculée avec le modèle de Dorofeev (2007) pour deux valeurs de coefficient α_d en fonction du nombre de couches d'obstacles pour des structures de hauteur h_0 = 0.1 m.

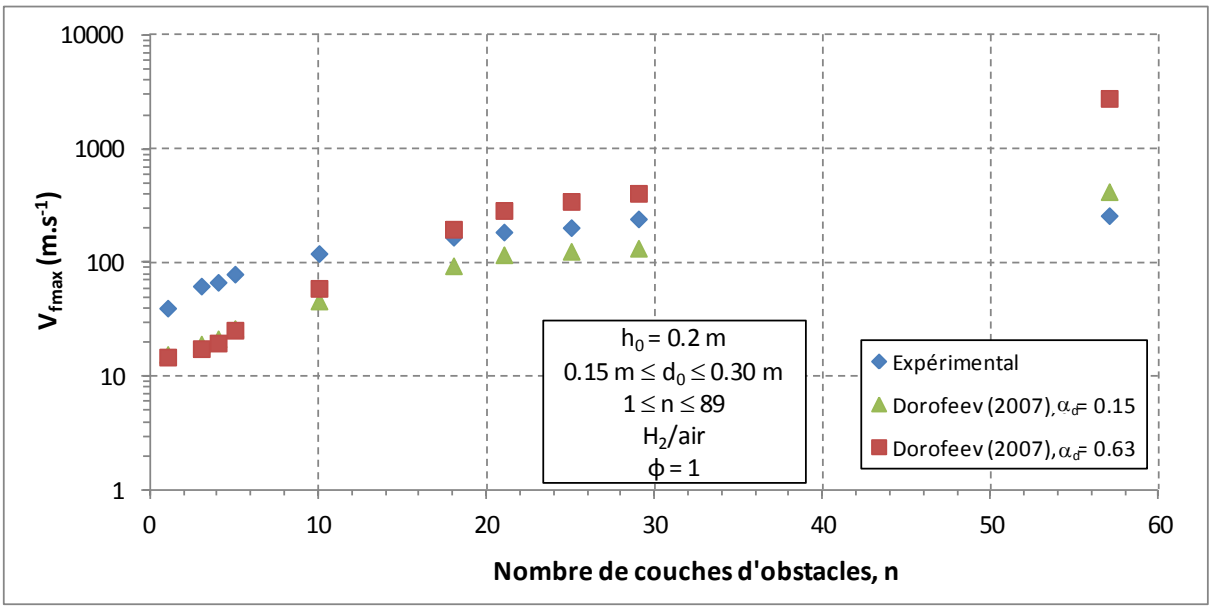


Figure 70 : Vitesse maximale de flamme calculée avec le modèle de Dorofeev (2007) pour deux valeurs de coefficient α_d en fonction du nombre de couches d'obstacles pour des structures de hauteur h_0 = 0.2 m.

Les coefficients α_d et $a_d^2 \cdot b_d$ ont été déterminés par l'auteur en utilisant les données expérimentales de Pierorazio et al. (2005) et Grüne (2003). Le pitch minimum utilisé dans ces deux travaux est respectivement de 0.1870 m et 0.0057 m. Cela représente au minimum un facteur 3.8 avec la valeur minimale de pitch (0.0015 m) utilisé dans les configurations expérimentales comportant 57 ou 89 couches d'obstacle. Cela peut expliquer la surestimation des valeurs de vitesse maximale de flamme par le modèle dans ces configurations.

Il est possible d'adapter le modèle à ces configurations expérimentales en modifiant la valeur du coefficient α_d.

Les nouvelles valeurs calculées avec α_d = 0.15 (Figure 69 pour h_0 = 0.1 m et Figure 70 pour h_0 = 0.2 m), sont inférieures aux valeurs expérimentales pour des configurations d'obstruction composées d'un nombre de couches inférieur ou égal à 29. L'écart moyen entre les valeurs théoriques et expérimentales est de 45.1 % pour h_0 = 0.1 m et 54.1 % pour h_0 = 0.2 m. Pour 57 couches d'obstacle (h_0 = 0.1 m et h_0 = 0.2 m), le modèle renvoie des valeurs supérieures de 81 % aux valeurs expérimentales. Par contre, l'erreur relative pour la configuration la plus obstruée (h_0 = 0.1 m et n = 89) entre la valeur calculée par le modèle de Dorofeev avec le nouveau coefficient α_d et la valeur expérimentale n'est que de 4 %.

Après avoir appliqué le modèle de Dorofeev (2007) aux configurations de différentes géométries, les essais à réactivité de mélange variable sont considérés.

3.3.2 Application du modèle aux configurations à réactivité de mélange variable

Lors de ces essais, la configuration géométrique est invariante. Ils sont effectués dans un dispositif d'accélération de flamme de diamètre d_0 = 0.3 m et de hauteur h_0 = 0.1 m obstrué par 89 couches d'obstacles. Le pitch est alors de 0.0015 m. Les obstacles sont toujours formés à partir d'un fil d'acier de diamètre 0.0005 m.

La richesse du mélange réactif hydrogène/air varie dans l'intervalle ϕ = [0.5 ; 2.5]. Les caractéristiques du mélange nécessaires à l'application du modèle de Dorofeev (équation 3-22) sont reportées dans le Tableau 21.

Les vitesses maximales de flamme calculées avec le modèle de Dorofeev sont obtenues en appliquant l'équation (3-22) pour un rayon de flamme égal au rayon du dispositif d'accélération de flamme, fin du champ d'obstacles. Les coefficients liés au modèles sont pris tel que $a_d^2 \cdot b_d$ = 0.0085 et α_d = 0.15. La valeur de α_d déterminée par Dorofeev (2011) n'est pas considérée puisque la vitesse de flamme théorique obtenue pour un mélange stœchiométrique dans cette configuration n'est pas cohérente avec la valeur expérimentale (§ 3.3.1).

Les vitesses maximales de flamme calculées avec le modèle de Dorofeev sont comparées aux valeurs expérimentales Figure 71.

ϕ	$\%_{vol}$ H_2	σ	S_L ($m.s^{-1}$)	ν ($m^2.s^{-1}$) $\cdot 10^{-5}$	$\delta = S_L \cdot \nu^{-1}$ (m) $\cdot 10^{-5}$
0.5	17	5.01	0.78	1.88	2.41
0.6	20	5.53	1.13	1.94	1.72
0.65	21	5.77	1.28	1.97	1.53
0.7	23	5.98	1.43	1.99	1.39
0.8	25	6.36	1.71	2.05	1.20
0.9	27	6.67	1.96	2.10	1.07
1	30	6.86	2.17	2.16	1.00
1.1	32	6.89	2.36	2.21	0.94
1.2	34	6.82	2.51	2.26	0.90
1.3	35	6.73	2.65	2.31	0.87
1.4	37	6.64	2.75	2.36	0.86
1.5	39	6.54	2.84	2.41	0.85
1.6	40	6.45	2.90	2.46	0.85
1.7	42	6.36	2.94	2.51	0.85
1.8	43	6.27	2.97	2.56	0.86
1.9	44	6.18	2.98	2.61	0.88
2	46	6.09	2.97	2.65	0.89
2.5	51	5.70	2.74	2.88	1.05

Tableau 21 : Rapport d'expansion, vitesse laminaire de flamme, viscosité cinématique et épaisseur de flamme associées à des mélanges hydrogène/air de différentes richesses.

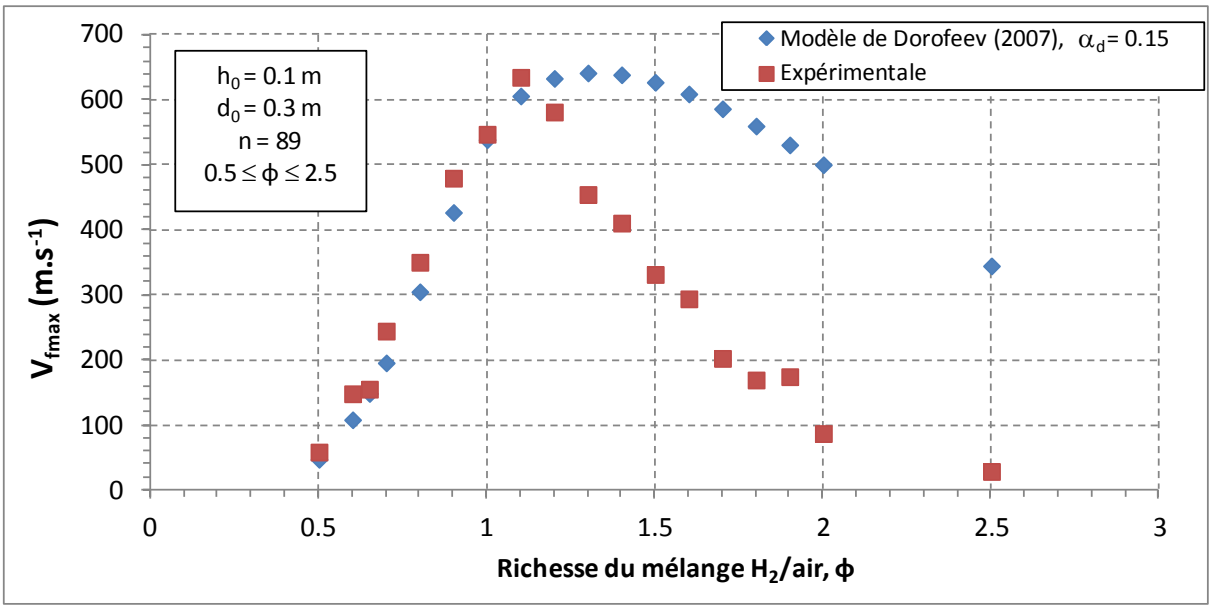


Figure 71 : Vitesse maximale de flamme calculée avec le modèle de Dorofeev (2007) (α_d = 0.15) et vitesse maximale de flamme expérimentale en fonction de la richesse du mélange.

Les résultats obtenus avec le modèle de Dorofeev sont en accord avec les résultats expérimentaux pour une richesse de mélange inférieure ou égale à 1.1. Pour ces mélanges, le modèle est conservatif et l'écart moyen entre les valeurs expérimentales et calculées est de 13 %.

Pour des richesses de mélange supérieures à 1.1, les valeurs de vitesse maximale de flamme calculées avec le modèle de Dorofeev évoluent peu puis décroissent jusqu'à atteindre V_{fmax_th} = 345 $m.s^{-1}$. La faible variation des valeurs théoriques résident dans la faible variation de la

vitesse laminaire de flamme et de l'épaisseur de flamme pour des richesses supérieures à 1.1 (Tableau 21).

Les valeurs expérimentales connaissent en comparaison une baisse beaucoup plus marquée avec l'augmentation de la richesse du mélange. La vitesse maximale de flamme atteint un minimum de 29 $m.s^{-1}$ pour le mélange de richesse 2.5. L'évolution de la vitesse expérimentale de flamme suit celle du rapport d'expansion, à savoir une forte évolution jusqu'à une valeur maximale atteinte pour $\phi = 1.1$, puis une forte décroissante.

La concordance du modèle pour des richesses inférieures à 1.1 réside dans l'augmentation de la valeur du rapport d'expansion, de la vitesse laminaire de flamme et de l'épaisseur de flamme. Par contre, pour des richesses supérieures, l'équation (3-22) décrivant le modèle ne parvient pas à retranscrire la décroissance de la vitesse maximale de flamme observée expérimentalement.

3.3.3 Conclusion

Le modèle de Dorofeev (2007) décrit l'évolution de la vitesse maximale de flamme pour différente configurations géométriques avec un écart de 59 % lorsque l'obstruction est inférieure à 57 couches d'obstacles. Pour des valeurs supérieures, la faible valeur du pitch entraîne une surestimation importante de la valeur expérimentale. Cela constitue la première limite du modèle dont les valeurs des coefficients ont été évaluées à partir de travaux où les pitch étaient plus élevés. La modification du coefficient α_d permet d'augmenter la précision du modèle.

Pour les configurations à réactivité variable, les valeurs retournées par le modèle décrivent les résultats expérimentaux avec un écart de 4 % en restant conservatif pour des richesses de mélange inférieures à 1.1. Pour des richesses supérieures, les valeurs retournées par le modèle sont beaucoup plus élevées que les valeurs expérimentales (d'un facteur 11 au maximum). Cette disparité peut s'expliquer par le fait que le modèle a été validé pour des mélanges combustibles différents (hydrogène/air, propane/air, acétylène/air par exemple) mais toujours pris dans des proportions stœchiométriques. Cela s'ajoute à l'effet d'échelle déjà observé pour les configurations précédentes. En effet, le modèle a été élaboré avec des données expérimentales obtenues pour des volumes bien plus importants, 166.4 L dans le cas de Grüne (2003) par exemple. Cela représente un facteur 23.5 par rapport au 7.07 L de la configuration de plus grand volume utilisée dans les présents travaux.

3.4. Modèle Multi-énergie

3.4.1 Application du modèle aux configurations à géométrie variable

Le modèle multi - énergie décrit dans le chapitre bibliographique (§ 1.3.1), permet de prédire les effets d'une explosion grâce à des abaques décrivant l'évolution de la surpression maximale réduite et du temps de phase positive de l'onde de pression générée par l'explosion en fonction de la distance réduite à l'amorçage. Dix niveaux de criticité numérotés de 1 à 10 sont définis, 1 correspondant à la déflagration la plus faible et 10 à une détonation. Le choix de l'indice est facilité par l'utilisation de méthodes, notamment celle publiée par Kinsella (1993).

Dans un premier temps, les résultats des essais expérimentaux obtenus avec les configurations à géométrie variable de hauteur h_0 = 0.1 m vont être représentés sur les abaques de la méthode multi-énergie. Grâce à cela, il sera possible de déterminer les indices associés à chacune des configurations étudiées. Ces derniers seront enfin comparés à ceux préconisés par la méthode de Kinsella (1993).

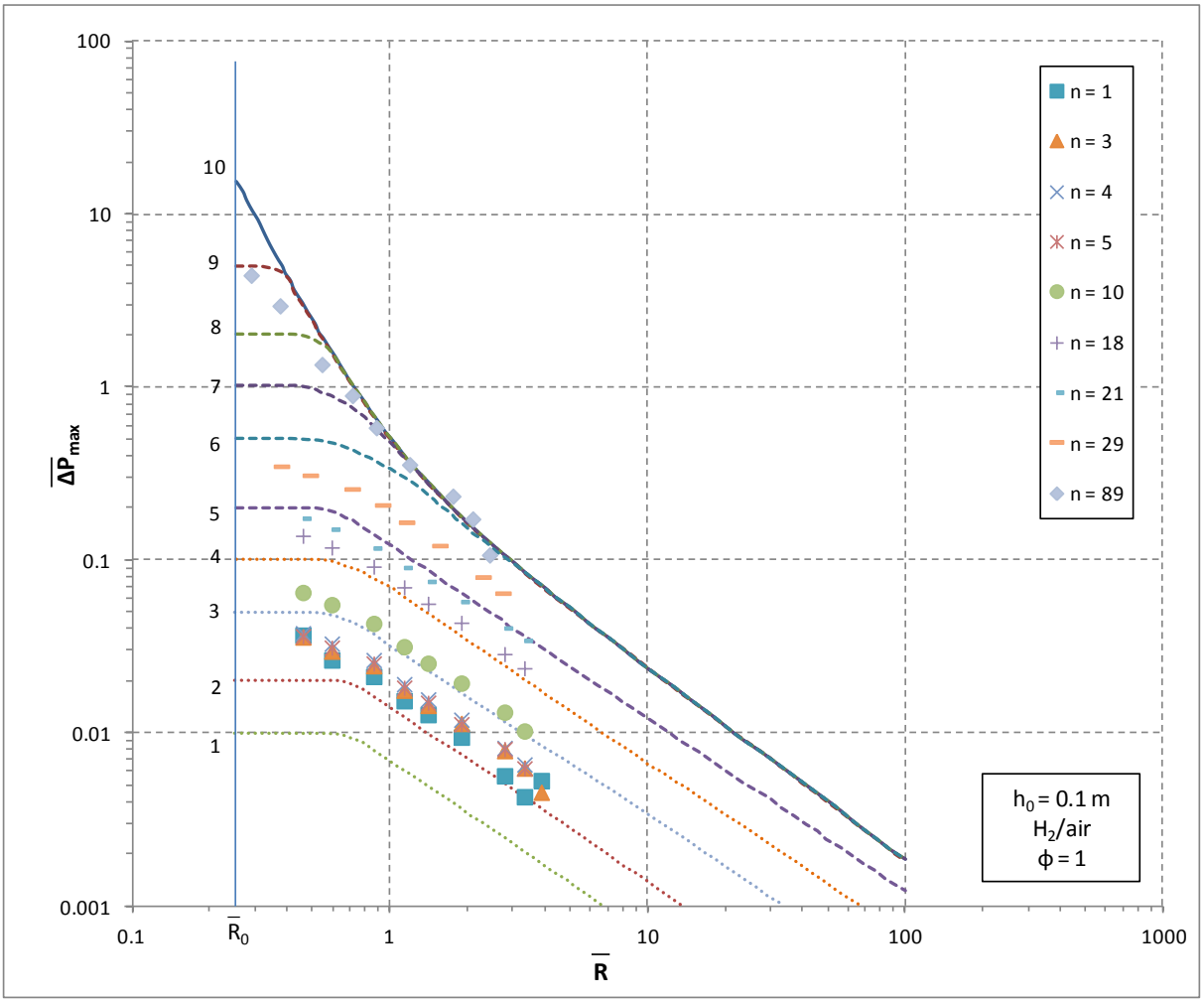


Figure 72 : Abaques de la méthode multi – énergie et surpression maximale réduite mesurée en fonction de la distance réduite pour des configurations à géométrie variable.

Les résultats concernant la surpression maximale réduite (Figure 72) décroissent avec la distance à l'amorçage suivant une pente similaire à celle décrite par les courbes d'abaque. Les niveaux de surpressions expérimentaux s'échelonnent entre les niveaux imposés par les courbes 2 à 9. Les indices associés à chacune des configurations expérimentales sont indiqués dans le Tableau 22.

$\Delta P - h_0 = 0.1$ m ; H_2/air ; $\phi = 1$			
n (-)	VBR (%)	V (L)	Indices de référence
1	0.2	1.77	2-3
3	0.3		2-3
4	0.5		2-3
5	0.7		2-3
10	1.1		3
18	2.0		4-5
21	2.3		4-5
29	2.0	3.14	5-6
89	4.1	7.07	8-9

Tableau 22 : Indices de référence de la méthode multi – énergie correspondant à la surpression maximale et associés à chacune des configurations expérimentales à géométrie variable.

Le nombre de couches d'obstacle présentes dans le mélange a une grande influence sur l'indice de sévérité associé. Une forte élévation du nombre de couches entraîne une augmentation de l'indice. Par exemple, entre les configurations comportant 29 et 89 couches d'obstacles, les indices associés à l'évolution de la surpression réduite en fonction de la distance réduite de l'amorçage augmente de 3 points (Tableau 22).

Le second paramètre étudié est le temps de phase positive réduit. Il est représenté pour chaque configuration et comparé aux courbes de référence de la méthode multi – énergie (Figure 73).

Les résultats montrent une certaine stabilité du temps de phase positive réduit en fonction de la distance à l'amorçage pour des configurations dont l'obstruction est inférieure à 29 couches. Cela respecte l'évolution des courbes d'abaques dont l'indice est inférieur à 6 sur l'intervalle de distance réduite [0.55, 100]. Par exemple, pour une courbe d'indice 3, la durée de phase positive reste constante à la valeur $\overline{t^+} = 1.96$. Pour des obstructions plus importantes, le temps de phase positive augmente avec la distance à l'amorçage et suivent l'évolution des courbes de plus grand indice.

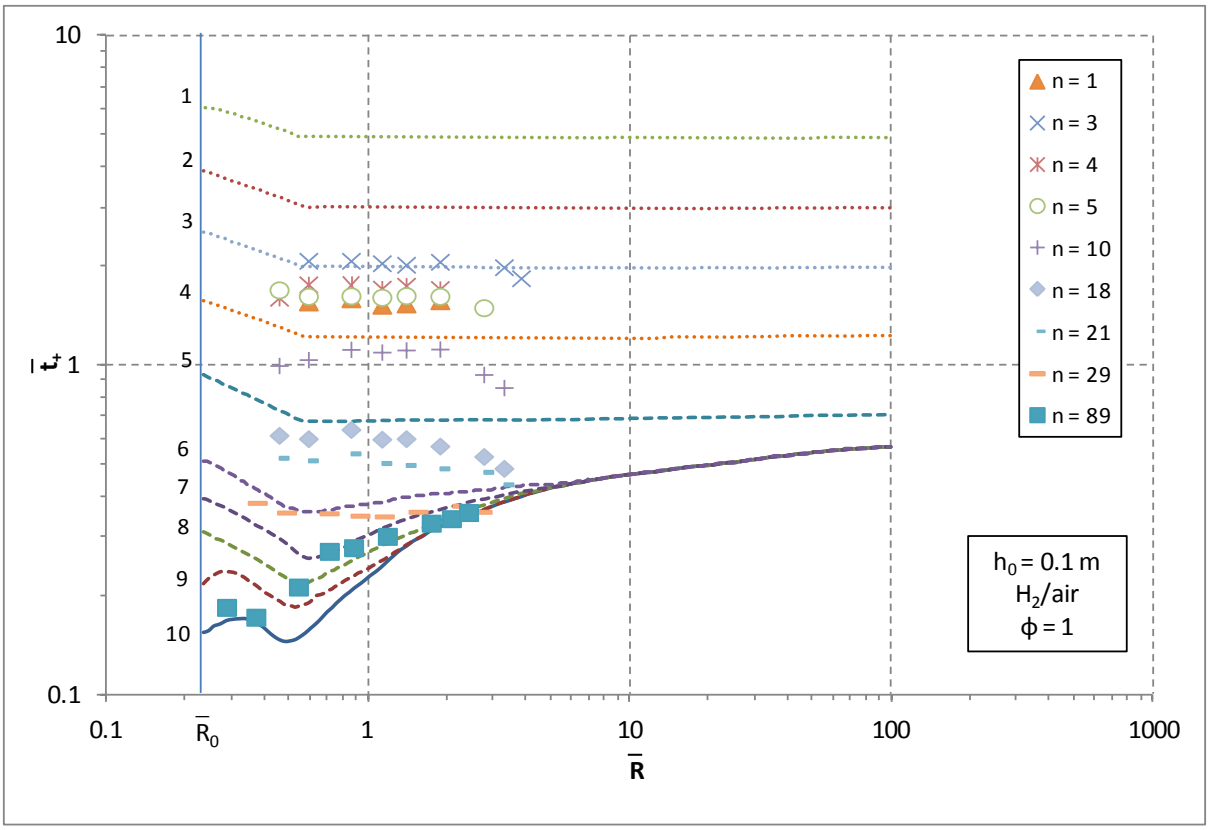


Figure 73 : Abaques de la méthode multi – énergie et durée de phase positive réduite mesurée en fonction de la distance réduite pour des configurations à géométrie variable.

Le tracé de la Figure 73 permet d'associer des indices à chacune des configurations expérimentales étudiées. Ces derniers sont reportés dans le Tableau 23.

$t^+ – h_0$ = 0.1 m ; H_2/air ; ϕ = 1			
n (-)	VBR (%)	V (L)	Indices de référence
1	0.2	1.77	3 – 4
3	0.3		3 – 4
4	0.5		3 – 4
5	0.7		3 – 4
10	1.1		4 – 5
18	2.0		5 – 6
21	2.3		5 – 6
29	2.0	3.14	6 – 7
89	**4.1**	**7.07**	**8 – 10**

Tableau 23 : Indices de référence de la méthode multi - énergie correspondant au temps de phase positive et associés à chacune des configurations expérimentales à géométrie.

Les indices associés aux configurations expérimentales (Tableau 23) sont compris entre 3 et 10. Comme pour les résultats associés à la surpression maximale réduite (Tableau 22), les indices augmentent avec le degré d'obstruction. La comparaison des indices trouvés avec les deux paramètres de l'onde, met en évidence la supériorité des indices identifiés via les courbes de durée de phase positive réduits par rapport à ceux issus des résultats concernant la surpression maximale réduite de l'onde de pression, et ce, pour toutes les configurations. Cette différence est due à

l'erreur plus importante faite dans la détermination du temps de phase positive qui entraine sa sous – estimation. Des valeurs plus basses du temps de phase positive augmente en effet l'indice de la méthode multi-énergie associé aux résultats.

Les résultats obtenus à partir des abaques de la méthode multi – énergie concernant les deux paramètres de l'onde de pression que sont la surpression maximale et la durée de phase positive ont montré l'augmentation de l'indice associé à une configuration expérimentale avec l'augmentation de l'obstruction.

3.4.2 Application du modèle aux configurations à réactivité de mélange variable

Après l'impact de l'obstruction sur le choix de l'indice de criticité de la méthode multi – énergie, celui de la réactivité du mélange combustible est étudié. Les configurations expérimentales utilisées ici sont celles décrites dans le Tableau 12. Il s'agit d'essais réalisés dans la structure de hauteur $h_0 = 0.1$ m et de diamètre $d_0 = 0.3$ m, obstruée de 89 couches d'obstacle. Le volume intérieur de 7.07 L est rempli d'un mélange hydrogène – air de richesse comprise entre 0.5 et 2.5.

Les résultats obtenus en termes de surpression maximale réduite sont tracés aux cotés des courbes d'abaque de la méthode multi – énergie.

Les résultats (Figure 74) témoignent d'une décroissance similaire dans le cas des valeurs expérimentales et des courbes d'abaque. Le niveau de surpression maximale réduite varie en fonction de la richesse du mélange. Les valeurs s'échelonnent entre les courbes d'indice 2 à 10. Ainsi, la quasi-totalité du spectre des modélisations est balayé par des richesses de mélange combustible différentes dans une structure de volume de combustible, une énergie d'amorçage et une obstruction identique. Cela montre l'impact de la réactivité du mélange sur le choix de l'indice de la méthode multi – énergie.

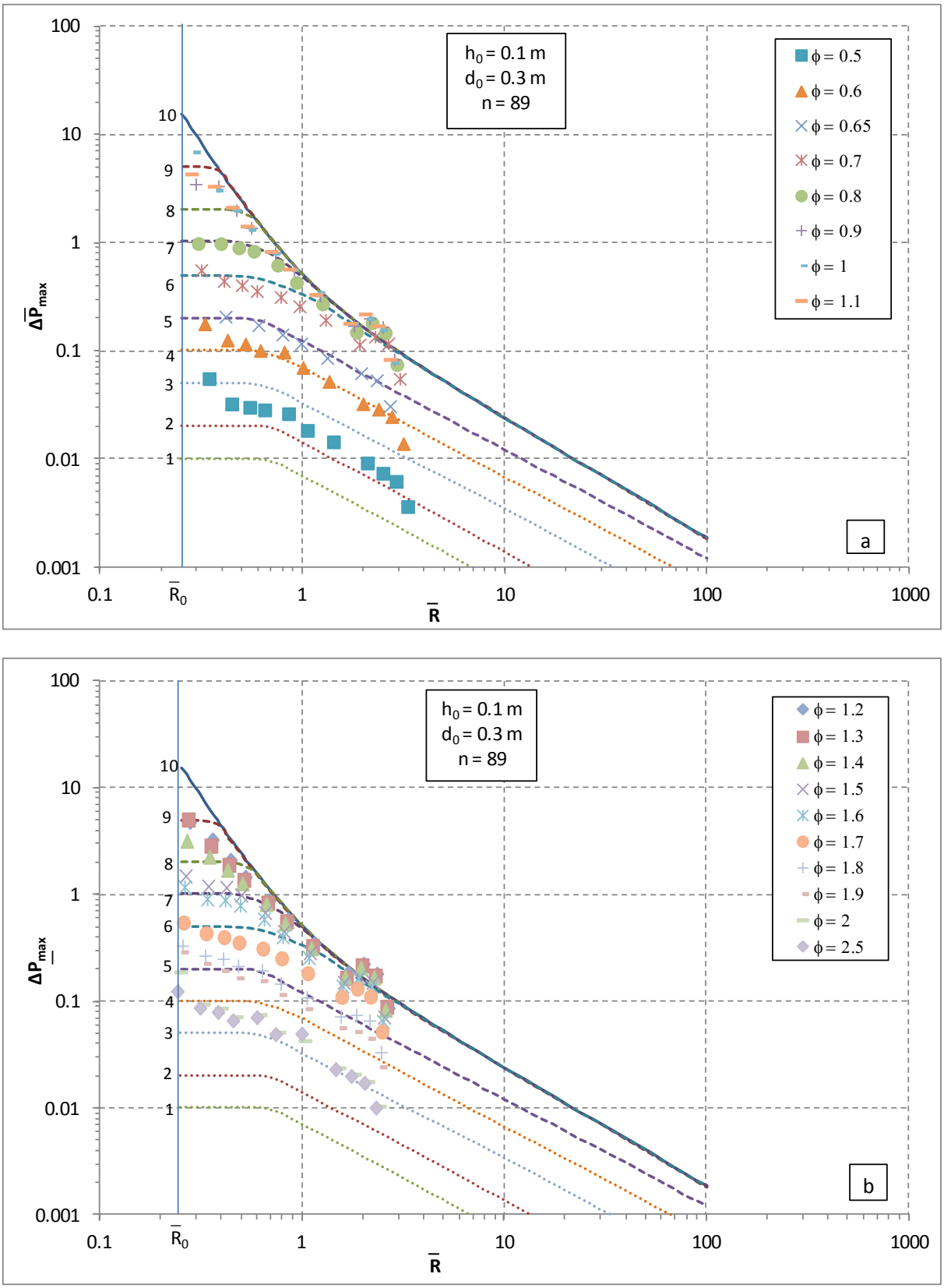


Figure 74 : Surpression maximale réduite en fonction de la distance réduite (marqueurs : résultats expérimentaux ; lignes : abaques multi – énergie). ϕ = [0.5 ; 1.1] (a) ; ϕ = [1.2 ; 2.5] (b).

Les indices de références associés à chaque richesse de mélange sont reportés dans le Tableau 24.

ΔP - h_0 = 0.1 m ; d_0 = 0.3 m ; n = 89		
Richesse (-)	σ (-)	Indices de référence
0.5	5.0117	2 – 3
0.6	5.5316	4 – 5
0.65	5.7650	5
0.7	5.9810	5 – 6
0.8	6.3611	7
0.9	**6.6656**	**8 – 9**
1	**6.8627**	**8 – 9**
1.1	**6.8929**	**8 – 9**
1.2	**6.8243**	**8 – 9**
1.3	**6.7328**	**8 – 9**
1.4	**6.6379**	**8 – 9**
1.5	6.5420	7 – 8
1.6	6.4479	6 – 7
1.7	6.3559	5 – 6
1.8	6.2657	5 – 6
1.9	6.1783	4 – 6
2	6.0918	3 – 5
2.5	5.6988	3 – 5

Tableau 24 : Indices de référence de la méthode multi – énergie pour la surpression en fonction de la richesse du mélange hydrogène/air.

Les résultats (Tableau 24) montrent une augmentation de l'indice avec la richesse du mélange jusqu'à atteindre des valeurs de surpression maximale encadrées par les courbes d'indice 8 et 9 pour des richesses comprises entre 0.9 et 1.4. Les valeurs diminuent ensuite pour n'être plus comprises qu'entre les courbes d'indice 3 et 5 pour les richesses 2 et 2.5. Cela traduit une évolution classique en cloche où le maximum est atteint au voisinage de la stœchiométrie.

Le second paramètre, le temps de phase positive, est maintenant considéré. Les résultats expérimentaux sont comparés aux abaques de la méthode multi - énergie (Figure 75).

Pour des valeurs faibles, inférieures à celles définies par la courbe d'indice 6, le temps de phase positive réduit déterminé expérimentalement, est globalement stable en fonction de la distance réduite à l'amorçage. Par contre, pour des valeurs plus faibles, la durée de phase positive commence par décroître jusqu'à atteindre un minimum avant d'augmenter.

Comme pour les résultats portant sur la surpression maximale réduite (Figure 74), les valeurs expérimentales de durée de phase positive balayent un large spectre des valeurs prévues par le modèle multi – énergie. En effet, les résultats obtenus avec les mélanges de richesses comprises entre 0.5 et 2.5 sont encadrées par les courbes d'abaque d'indice 4 et 10.

ΔP - h_0 = 0.1 m ; d_0 = 0.3 m ; n = 89		
Richesse (-)	σ (-)	Indices de référence
0.5	5.0117	4
0.6	5.5316	5
0.65	5.7650	4 – 5
0.7	5.9810	6 – 7
0.8	6.3611	7 – 8
0.9	**6.6656**	**8 – 10**
1	**6.8627**	**8 – 10**
1.1	**6.8929**	**9 – 10**
1.2	**6.8243**	**8 – 10**
1.3	**6.7328**	**8 – 10**
1.4	**6.6379**	**8 – 10**
1.5	**6.5420**	**8 – 10**
1.6	**6.4479**	**8 – 10**
1.7	6.3559	7 – 8
1.8	6.2657	6
1.9	6.1783	5 – 6
2	6.0918	5 – 6
2.5	5.6988	5 – 6

Tableau 25 : Indices de référence de la méthode multi – énergie associés pour le temps de phase positive en fonction de la richesse du mélange hydrogène/air.

Les indices s'échelonnent entre 4 et 10 (Tableau 25) en augmentant dans un premier temps entre la valeur minimale obtenue pour une richesse de 0.5 et la valeur d'indice 9 – 10 obtenue pour le mélange de richesse 1.1. L'indice décroît ensuite jusqu'à la valeur de 5 – 6 obtenue pour une richesse de 2.5. Les valeurs obtenues ici sont supérieures en moyenne d'un point à celles observées dans le cadre de la surpression maximale pour la même raison que celle avancée au § 3.4.1 : la sous – évaluation de la durée de phase positive engendrée par l'incertitude relative à la détermination du temps d'arrivée de l'onde de pression.

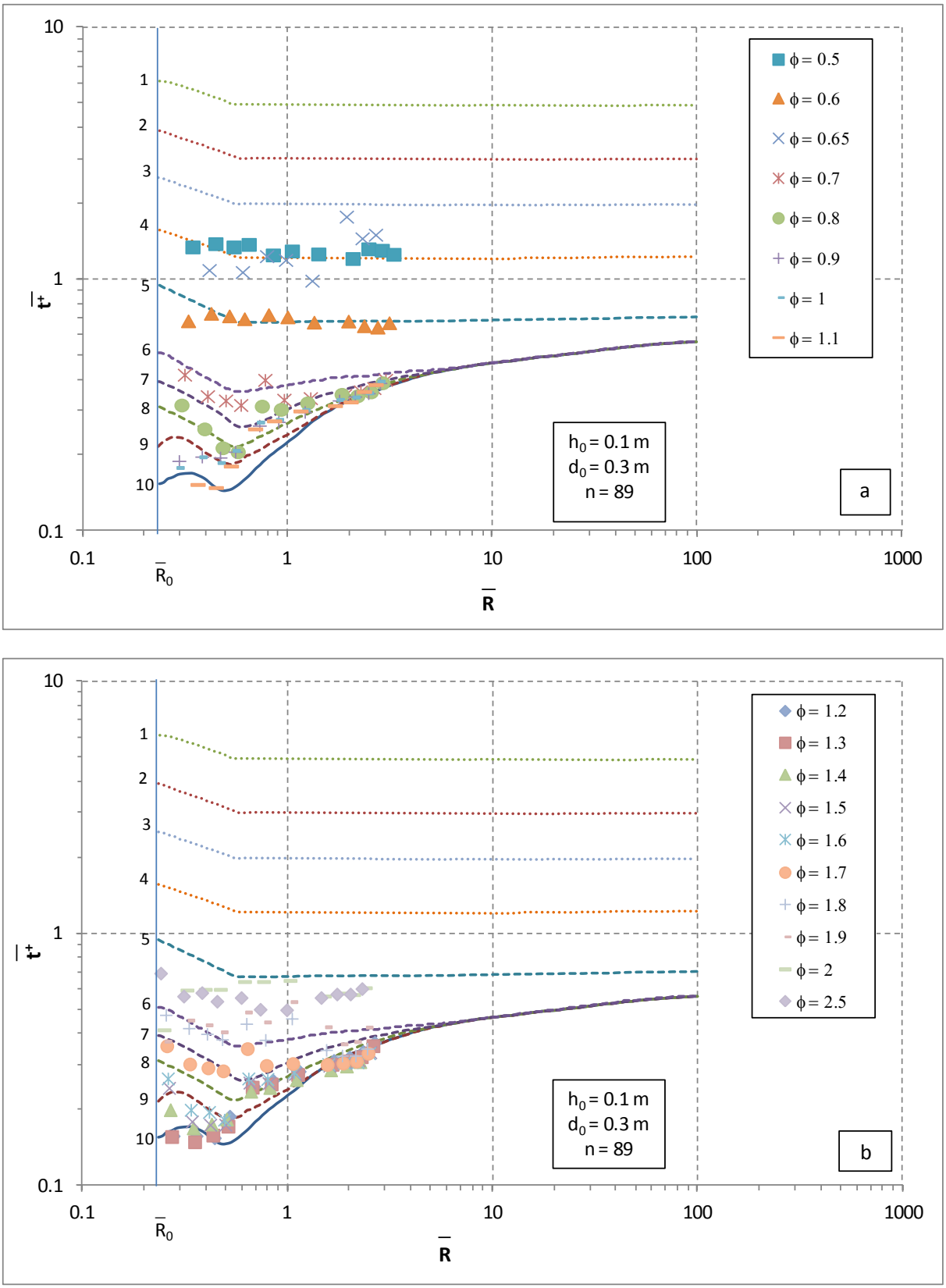


Figure 75 : Temps de phase positive réduit en fonction de la distance réduite (marqueurs : résultats expérimentaux ; lignes : abaques multi – énergie). ϕ = [0.5 ; 1.1] (a) et ϕ = [1.2 ; 2.5] (b).

Le choix de l'indice est donc fortement conditionné par la réactivité du mélange combustible employé. En effet, un même volume de mélange, pour une même obstruction et pour une énergie d'amorçage identique peut engendrer des résultats en termes de surpression ou de durée de phase positive s'étalant sur presque l'ensemble du spectre délimité par les courbes d'abaque.

3.4.3 Comparaison des indices obtenus avec ceux préconisés par la méthode de Kinsella (1993).

Les indices correspondants aux configurations à obstruction et richesse de mélange variables ont été déterminés à partir des résultats expérimentaux. Il est possible de les comparer avec ceux préconisés par la méthode publiée par Kinsella (1993). Cette méthode prédit l'indice à choisir en fonction de l'énergie d'inflammation, du degré d'obstruction et du confinement. La matrice est reportée à nouveau ici (Tableau 26) pour faciliter la lecture.

Energie d'inflammation		Degré d'encombrement			Confinement		Indice
Faible	Forte	Fort	Faible	Inexistant	Présent	Inexistant	
	X	X			X		7 – 10
	X	X				X	7 – 10
X		X			X		5 – 7
	X		X		X		5 – 7
	X		X			X	4 – 6
	X			X	X		4 – 6
X		X				X	4 – 5
	X			X		X	4 – 5
X			X		X		3 – 5
X			X			X	2 – 3
X				X	X		1 – 2
X				X		X	1

Tableau 26 : Méthode de Kinsella (1993) pour le choix de l'indice de criticité pour la méthode multi-énergie.

Les configurations étudiées ont une énergie d'inflammation considérée comme faible selon les critères de l'auteur (cf. § 1.3.1) puisqu'il s'agit d'un amorçage par une étincelle de 350 mJ. De plus, le confinement est inexistant. Dans ces conditions, les indices préconisés par Kinsella (1993) sont 2 – 3 pour une obstruction faible (VBR < 30 %) et 4 – 5 pour une obstruction importante (VBR > 30 %).

Même si dans le cas des configurations utilisées, l'obstruction est faible selon le critère de l'auteur, le fait que cette matrice soit conçue pour des configurations à grande échelle fausse la valeur limite de VBR séparant les deux cas de figures.

En considérant, dans notre cas, un critère d'un VBR de 2 % pour qualifier un encombrement de fort, les valeurs obtenues expérimentalement sont dans ce cas en accord avec les prédictions d'indice de l'auteur. En effet un VBR inférieur à 2 % correspond aux configurations comportant moins de 10

couches d'obstacles. Dans ces conditions, en considérant les indices déterminés à partir des valeurs de surpression maximale, les résultats expérimentaux sont compris entre les courbes d'indice 2 et 3 (Tableau 22).

Pour les configurations suivantes, d'obstruction plus dense, comportant 18 à 21 couches d'obstacles, le VBR atteint respectivement 2 et 2.3 %. Avec le nouveau critère, l'obstruction peut être considérée comme étant fort. Dans ces conditions, les résultats expérimentaux mesurés sont compris entre les courbes d'indice 4 et 5, comme préconisé par l'auteur.

Par contre, pour une obstruction encore supérieure, composée de 29 et de 89 couches d'obstacles, les indices associés aux résultats expérimentaux sont bien plus élevé. Ainsi pour l'obstruction maximale, associée à un rapport de blocage volumique de 4.1 %, les résultats expérimentaux sont encadrés par les courbes d'indices 8 et 10.

Cette différence d'indice avec la méthode de Kinsella (1993) est principalement due à la non prise en compte par l'auteur de la réactivité du mélange. Cette influence a été mise en évidence par les résultats exprimés en fonction de la richesse du mélange hydrogène – air (Figure 74). Ainsi pour la même configuration fortement obstruée, les indices 4 – 5 peuvent être utilisés pour un mélange de richesse 0.6 (Tableau 24).

3.4.4 Conclusion

La comparaison des résultats expérimentaux avec les abaques de la méthode multi – énergie ont démontré l'amplitude des scenarii couverts par les courbes. En effet, tous les résultats d'essais étaient encadrés par les courbes d'abaque.

Les configurations à obstruction variable ont montré l'influence du degré d'encombrement, défini par le nombre de couches d'obstacle ou par le rapport de blocage volumique sur l'indice de l'abaque à choisir dans une optique de prévision des effets d'une explosion. Les indices peuvent varier de 2 à 9 pour un rapport de blocage compris entre 0.1 % et 4.1 %.

Les configurations à richesse de mélange variable ont permis de mettre en évidence l'importance de la réactivité du mélange sur le choix de l'indice. La variation de ce paramètre a entraîné un choix d'indice compris entre 2 et 9.

Ce paramètre n'est pas considéré dans la méthode de Kinsella (1993). Cela explique sa limite dans le cadre de l'utilisation d'un mélange très réactif comme le mélange hydrogène – air stœchiométrique. Cependant la méthode s'est montrée pertinente dans le cas des configurations à obstruction modérée ($n < 18$).

3.5. Modèle Baker - Strehlow - Tang

3.5.1 Application du modèle aux configurations à géométrie variable

A l'image du modèle multi – énergie, le modèle BST s'appuie sur des abaques pour prédire la surpression réduite générée par une explosion en fonction de la distance réduite au point d'amorçage. La différence est que les courbes sont labellisées par la vitesse maximale apparente de flamme et non un indice de criticité.

Des résultats expérimentaux sont issus des mesures de surpression et la vitesse maximale de flamme. Il est ainsi possible de comparer les résultats obtenus expérimentalement à ceux prédits par les courbes des vitesses de flammes correspondantes. Le second objectif est de valider les méthodes de choix de vitesses de flamme en fonction de paramètres de la configuration expérimentale définis par Pierorazio et al. (2005).

Les premiers résultats expérimentaux utilisés correspondent au cylindre de hauteur h_0 = 0.1 m, à géométrie et obstruction variables. Les configurations sont détaillées dans le Tableau 7.

Les résultats en termes de surpression maximale sont tracés et comparés aux courbes de référence de la méthode BST Figure 76.

Les résultats expérimentaux s'échelonnent entre les courbes de références associées aux nombre de Mach M_f = 0.12 et M_f = 5.2. Pour la borne supérieure, la décroissance étant commune aux courbes associées à M_f = {2.0 ; 4.0 ; 5.2} dans l'intervalle de distance réduite $\overline{R} = [0.25, 10]$, il est impossible de discerner laquelle de ces trois courbes décrit l'évolution de la surpression réduite pour une obstruction composée de 89 couches d'obstacle.

ΔP – h_0 = 0.1 m ; ϕ = 1			
n (-)	V_{fexp} ($m.s^{-1}$)	M_{fexp} (-)	M_f associés aux courbes BST
1	19.7	0.057	0.12 – 0.19
3	50.8	0.149	0.12 – 0.19
4	70.5	0.207	0.12 – 0.19
5	71.5	0.210	0.12 – 0.19
10	88.8	0.261	0.19 – 0.35
18	140.3	0.413	0.19 – 0.35
21	157.3	0.463	0.35 – 0.70
29	226.4	0.666	0.35 – 0.70
89	547.3	1.610	2.00 – 5.20

Tableau 27 : Valeurs de la vitesse de flamme associées aux courbes d'abaques BST encadrant les résultats expérimentaux de surpression maximale réduite pour l'ensemble des configurations expérimentales.

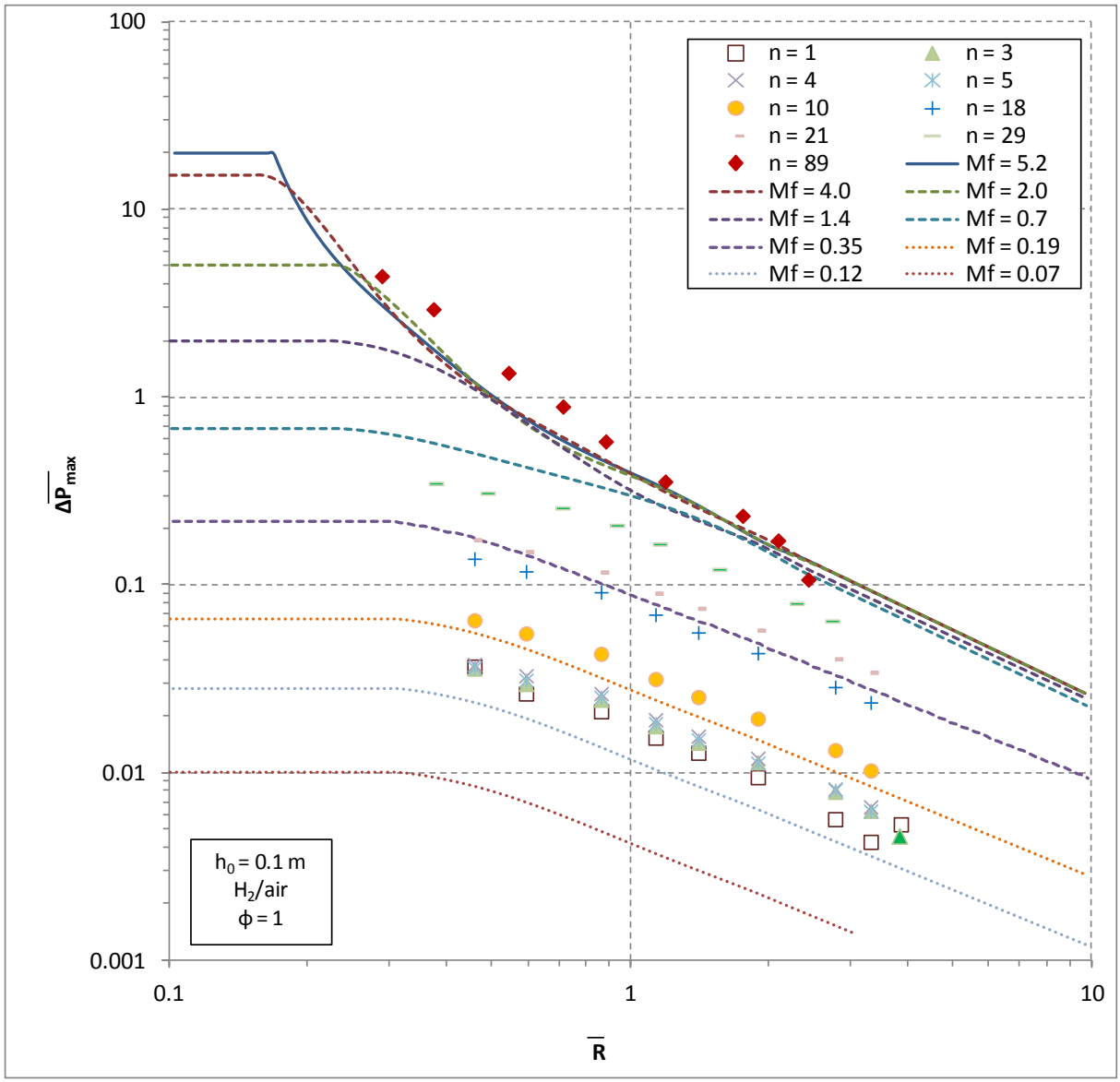


Figure 76 : Méthode BST - surpression maximale réduite en fonction de la distance réduite pour des configurations à géométrie variable (d_0, n).

La comparaison des vitesses de flamme expérimentales et théoriques est synthétisée Tableau 27. Les lignes grisées indiquent la concordance entre la vitesse de flamme expérimentale et l'intervalle de vitesse théorique dont les bornes sont les vitesses associées aux courbes encadrant l'évolution de la surpression maximale réduite expérimentale en fonction de la distance réduite à l'amorçage. Pour quatre configurations, la vitesse de flamme obtenue expérimentalement est effectivement comprise dans l'intervalle des vitesses du modèle. Dans les autres cas, le modèle sous–estime légèrement la valeur de la vitesse sauf pour les deux valeurs extrêmes qui sont surévaluées. Ainsi, pour le cas de la configuration comportant 5 couches d'obstacle, l'écart entre la borne supérieur de l'intervalle de vitesse défini par les abaques et la vitesse expérimentale est de 10.5 %. Dans le cas de la configuration la plus obstruée par contre, l'écart entre la borne inférieure de l'intervalle de vitesse théorique et la vitesse maximale expérimentale s'élève à 24.2 %.

3.5.2 Application du modèle aux configurations à richesse de mélange variable

Le second point étudié est l'influence de la réactivité du mélange sur la précision du modèle prédictif BST. Pour cela les essais réalisés dans le dispositif de diamètre d_0 = 0.3 m, de hauteur h_0 = 0.1 m et obstrué par 89 couches sont considérés. La réactivité du mélange est modulée par la variation de la richesse du mélange hydrogène – air utilisée. Ces essais permettent d'utiliser les courbes BST pour une plage de vitesses de flamme très étendue allant de 28.6 $m.s^{-1}$ (M_f = 0.08), pour un mélange de richesse 2.5, à 634.9 $m.s^{-1}$ (M_f = 1.87) pour un mélange de richesse 1.1.

Les résultats expérimentaux obtenus pour ces configurations (Figure 77) présentent une décroissance identique à celle décrite par les courbes d'abaque. La grande variabilité des vitesses de flamme obtenues lors des essais expérimentaux se reflète sur celle des surpressions maximales. Ainsi, les valeurs de surpressions mesurées lors des essais sont comprises entre les courbes de référence associées aux vitesses M_f = 0.12 et M_f = 5.2 (Figure 77), soit presque l'ensemble des courbes de référence publiées par Tang (1999).

ΔP – h_0 = 0.1 m ; d_0 = 0.3 m ; n = 89				
Richesse (-)	V_{fexp} ($m.s^{-1}$)	M_{fexp} (-)	M_f associés aux courbes BST (-)	Ecart (%)
0.5	58.5	0.172	0.12 – 0.19	0.0
0.6	148.1	0.436	0.19 – 0.35	19.7
0.65	155.2	0.456	0.35 – 0.7	0.0
0.7	244.5	0.719	0.35 – 0.7	2.6
0.8	350.4	1.031	0.7 – 1.4	0.0
0.9	479.7	1.411	2.0 – 5.2	- 41.7
1	547.3	1.610	2.0 – 5.2	- 24.2
1.1	634.9	1.867	2.0 – 5.2	- 7.1
1.2	581.5	1.710	2.0 – 5.2	- 17.0
1.3	454.6	1.337	2.0 – 5.2	- 49.6
1.4	410.7	1.208	2.0 – 5.2	- 65.6
1.5	331.6	0.975	0.7 – 1.4	0.0
1.6	294.1	0.865	0.7 – 1.4	0.0
1.7	202.5	0.596	0.35 – 0.7	0.0
1.8	169.3	0.498	0.35 – 0.7	0.0
1.9	174.4	0.513	0.35 – 0.7	0.0
2	86.9	0.256	0.19 – 0.35	0.0
2.5	28.6	0.084	0.19 – 0.35	- 126.2

Tableau 28 : Valeurs de la vitesse de flamme associées aux courbes d'abaques BST (Tang, 1999) encadrant les résultats expérimentaux de surpression maximale réduite.

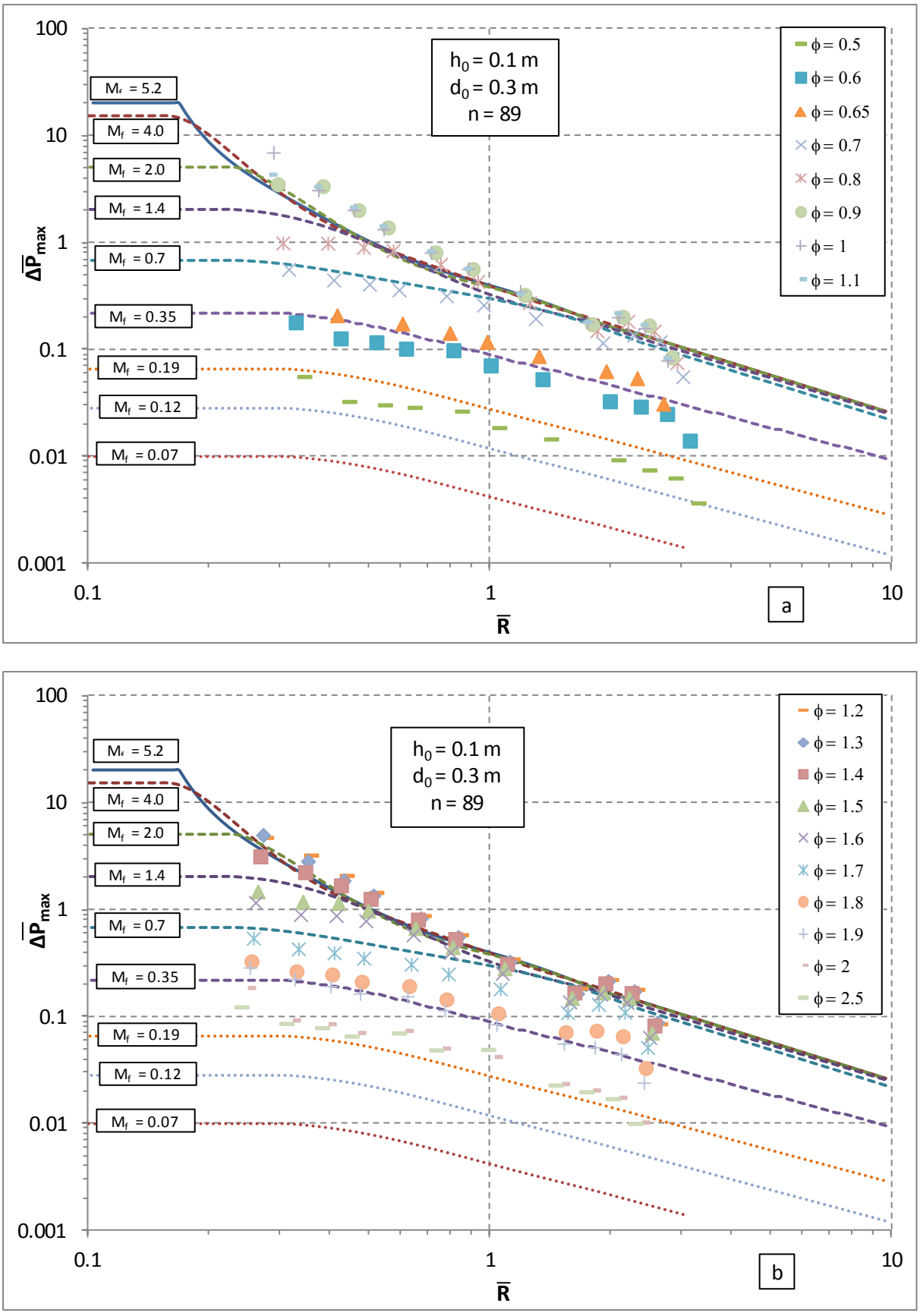


Figure 77 : Méthode BST - Surpression maximale réduite en fonction de la distance réduite – Effet de la richesse du mélange hydrogène/air : ϕ = [0.5 ; 1.1] (a) et ϕ = [1.2 ; 2.5] (b).

Les résultats expérimentaux pour chaque richesse de mélange sont encadrés par deux courbes de références de la méthode BST. Les vitesses de flammes associées à ces courbes sont reportées au Tableau 28. Les lignes grisées indiquent le bon encadrement de la vitesse de flamme expérimentale dans cet intervalle. Il apparait une bonne concordance des résultats expérimentaux avec ceux prédits par le modèle pour des vitesses de flamme inférieures à un nombre de Mach M_f = 1.4. Seuls trois valeurs expérimentales ne sont pas comprises dans l'intervalle défini par les valeurs théorique (ϕ = 0.6, ϕ = 0.7 et ϕ = 2.5). Par exemple, pour ϕ = 0.7, l'écart entre la vitesse expérimentale de flamme et la borne supérieure de l'intervalle théorique est de 2.6 %. Dans les cas où la vitesse de flamme est plus élevée, c'est-à-dire pour des configurations dont la richesse de mélange est comprise dans l'intervalle ϕ = [0.9, 1.4], le modèle surestime la vitesse de flamme. En effet, l'écart moyen entre la vitesse expérimentale et la valeur de la vitesse prévue par la méthode est de 34.2 %.

3.5.3 Comparaison des vitesses expérimentales avec celles préconisées par Pierorazio et al. (2005)

Pierorazio et al. (2005) ont développé un guide qui permet d'estimer la vitesse de flamme en fonction de plusieurs paramètres de la configuration expérimentale que sont le confinement, la réactivité du mélange et le niveau d'obstruction (cf. § 1.3.2).

Dans toutes les configurations traitées dans cette partie, aucun confinement n'est présent. Il s'agit donc d'une configuration dite « 3-D ». Le degré d'obstruction dans ce guide est classé en trois catégories : faible, moyen ou élevé. Dans le cas d'un rapport de blocage surfacique de 16.3 %, l'obstruction est considérée comme moyenne par l'auteur. Contrairement à la méthode de Kinsella (1993) utilisée dans le cadre de la méthode multi – énergie, la réactivité du mélange est considérée au détriment de l'énergie d'inflammation. Dans le § 3.4.3, il a été montré l'importance de la prise en compte de la réactivité dans la prédiction des effets d'une explosion.

Ainsi, concernant les configurations expérimentales étudiées, les vitesses de flammes prédites par Pierorazio et al. (2005), exprimées en nombre de Mach, sont reportées dans le Tableau 29.

Réactivité	Niveau d'obstruction	
	Faible	Moyen
	Nombre de Mach – configuration 3-D	
Élevée	0.36	DDT
Moyenne	0.11	0.44
Faible	0.026	0.23

Tableau 29 : Matrice de prédiction de la vitesse de flamme (Pirorazio et al., 2005).

Le mélange combustible utilisé dans ces configurations est un mélange hydrogène – air stœchiométrique dont la réactivité peut être considérée comme étant considérée comme élevée. Dans ces conditions, selon les prédictions de l'auteur, la vitesse de flamme transite en détonation. En sachant que la courbe d'indice 10 de la méthode multi-énergie correspond à une détonation, et comparant les courbes BST à cette dernière, il apparaît qu'elle surpasse toutes les autres. Par conséquent, l'auteur associe la transition déflagration-détonation à une vitesse supérieure à M_f = 5.2

(valeur maximale associée aux courbes BST). Même la configuration expérimentale de plus forte obstruction ne permet pas d'atteindre ce niveau de vitesse. De plus, la valeur maximale de pression réduite associé à cette courbe ($\overline{\Delta P_{max}} = 20$) n'est jamais atteinte par les configurations obstruées (Figure 76) bien que dans le cas de la configuration de plus forte obstruction composée de 89 couches d'obstacles, la surpression soit mesurée juste en sortie du champ d'obstruction, à savoir à R = 0.17 m pour un rayon de dispositif d'accélération de flamme de $d_0/2$ = 0.15 m.

La valeur préconisée par l'auteur pour une obstruction faible est de M_f = 0.36. Tous les essais expérimentaux dont l'obstruction est composée d'au moins 18 couches d'obstacles génèrent des surpressions plus élevées que celles correspondant à l'abaque associé à cette vitesse de flamme. Cela confirme la qualification du champ d'obstacles comme étant de densité moyenne, qui est motivée par la volonté de rester conservatif. Ainsi, alors que la plage de résultats obtenus en termes de vitesses de flamme soit très étendue pour les configurations à obstruction variable, le niveau d'obstruction attribué par l'auteur est le même pour ces dernières.

Dans le cas des configurations à richesse de mélange variable, le niveau d'obstruction est constant et défini comme étant moyen par l'auteur. La difficulté est de qualifier la réactivité du mélange combustible utilisé lors des essais expérimentaux. Si les mélanges de richesses proches de la stœchiométrie peuvent être caractérisés par une forte réactivité, la limite entre les trois échelons (grande, moyenne et faible réactivité) est difficilement quantifiable.

Réactivité	Vitesse apparente de flamme correspondante (Mach)	Richesses des mélanges associés
Faible	$M_f < 0.23$	0.5 ; 2.5
Moyenne	$0.23 < M_f < 0.44$	0.6 ; 2
Élevée	$M_f > 0.44$	$0.65 < \phi < 1.9$

Tableau 30 : Classement des mélanges hydrogène – air de différentes richesses ($0.5 < \phi < 2.5$) utilisés dans un dispositif d'accélération de flamme (n, d_0, h_0) = (89, 0.3 m, 0.1 m) selon les critères de Pierorazio et al. (2005)

Cependant, en comparant les vitesses de flamme préconisées par l'auteur et les vitesses expérimentales mesurées lors des essais, il est possible de qualifier la réactivité des mélanges (Tableau 30). Ainsi, les richesses pour lesquelles les vitesses de flamme mesurées sont inférieures à M_f = 0.23 sont : ϕ = {0.5 ; 2.5}. Ces mélanges peuvent être considérés comme étant faiblement réactif. Les mélanges de richesses ϕ = {0.6 ; 2} génèrent des vitesses maximales de flamme inférieures à M_f = 0.44. Les autres mélanges peuvent être considérés comme étant fortement réactifs. Cette définition est conservative.

Pourtant, selon l'auteur les mélanges de forte réactivité transitent en détonation. Si on associe ce phénomène à des vitesses de flamme supérieures à M_f = 2.0 alors seules les richesses de mélange comprises entre [0.9 et 1.4] sont concernées.

3.5.4 Conclusion

Une bonne concordance entre les résultats expérimentaux et les valeurs données par la méthode BST pour presque l'ensemble des obstructions a été obtenue. Pour les cas d'une obstruction

composée de 1 ou 89 couches d'obstacle, la méthode reste conservative en surestimant les résultats. Ce point est important pour des raisons de sécurité industrielle.

L'exploitation des essais de mélange à richesse variable permet de considérer une gamme très étendue de vitesses de flamme pour la confrontation avec les courbes de la méthode BST. La comparaison montre un encadrement presque systématique des valeurs expérimentales par les valeurs théoriques pour des mélanges dont les richesses sont en dehors de l'intervalle [0.9, 1.4]. Dans le cas des richesses de cet intervalle, les valeurs expérimentales de vitesse de flamme sont inférieures à celles avancées par le modèle. Le modèle reste donc conservatif.

Les deux séries d'essais utilisées permettent d'évaluer la méthode BST (Tang, 1999) pour une plage de vitesse de flamme très importante ($19.7\ m.s^{-1} \leq V_f \leq 634.9\ m.s^{-1}$). La variation de deux paramètres que sont la réactivité du mélange et le degré d'obstruction permet de vérifier plusieurs cellules de la matrice de Pierorazio (2005) en configuration 3-D.

La concordance entre les résultats expérimentaux et ceux avancés par la méthode BST (Tang, 1999) a été avérée pour un peu moins de la moitié des configurations. Dans le reste des cas, la méthode est conservative.

La matrice de Pierorazio n'a pas permis de retrouver les valeurs de vitesse de flamme expérimentale. Ceci est dû à la limite imposée par le choix entre 3 niveaux pour chaque critère de la matrice. Néanmoins, la matrice reste fortement conservative.

3.6. Conclusion du chapitre

Plusieurs modèles ont été considérés dans ce chapitre : les modèles de Deshaies (1981), Grüne (2003), Dorofeev (2007) et deux modèle se basant sur des abaques que sont la méthode multi – énergie et la méthode Baker – Strehlow – Tang (1999). Ces modèles ont été appliqués aux résultats obtenus à petite échelle pour des configurations de différentes géométries (dimensions de la charge et obstruction) et réactivités de mélange. Les vitesses maximales de flamme pour ces configurations sont comprises dans un intervalle $V_{fmax} = [19.7\ m.s^{-1} ; 634.9\ m.s^{-1}]$.

Le modèle de Deshaies (1981) a été considéré sous ses trois écritures que sont les approximations du premier ordre en milieu incompressible ($R < R_f$) et en milieu acoustique ($R > R_f$) ainsi que la forme dérivée du rayon de flamme calculé à partir de la double intégration du signal de pression.
Bien que certaines vitesses de flammes expérimentales obtenues soient supérieures au seuil de $120\ m.s^{-1}$ défini par l'auteur comme seuil limite d'application de son modèle, l'utilisation des trois formes du modèle permet de calculer les vitesses maximales de flamme avec une précision inférieure à 20 % par rapport aux valeurs expérimentales. La forme procédant à partir de la double intégration du signal donne la meilleure précision mais nécessite l'historique de pression, ce qui n'est possible que dans le cadre d'essais instrumentés.
Le modèle de Grüne (2003) permet de déterminer la vitesse maximale de flamme dans une configuration en prenant en compte le degré d'obstruction présent. L'application du modèle nécessite la connaissance d'un coefficient k' lié au mélange combustible et reliant la vitesse

turbulente à la vitesse laminaire de flamme. Le modèle comporte aussi une constante k, déterminée par l'auteur.
L'adaptation du modèle aux résultats expérimentaux de l'étude a montré la variation de la valeur du produit k·k' en fonction du volume de gaz et de la réactivité du mélange. En adaptant le modèle aux configurations étudiées, un écart de 22 % a été obtenu entre les valeurs calculées par le modèle et les résultats expérimentaux. La limite du modèle réside donc dans la nécessité de l'adapter dès lors que les conditions expérimentales s'écartent de celles de l'auteur.

L'application du modèle de Dorofeev (2007) aux configurations expérimentales étudiée engendre un écart significatif (59 %) avec les valeurs de vitesse maximale de flamme en configuration à géométrie variable, tout en restant conservatif. De plus, le modèle n'est pas adapté pour le changement de réactivité de mélange en milieu obstrué pour des mélanges riches. Cela est probablement dû à l'élaboration du modèle à partir de données expérimentales obtenues à moyenne échelle pour des mélanges stœchiométriques.

Enfin, l'étude des modèles se basant sur les abaques a pu se faire pour une grande variété de valeur de vitesse de flamme et de surpression maximale. Ainsi, dans le cas de la méthode multi –énergie, les valeurs expérimentales sont encadrées entre les courbes d'indice 2 et 9. La matrice de Kinsella (1993), outil d'assignation d'un indice de sévérité à une configuration donnée, s'est avérée toujours conservative. Néanmoins, son application n'est pas aisée dans le cas des configurations à réactivité de mélange variable puisque la matrice ne prend pas en compte ce paramètre.

Dans le cas de la méthode Baker – Strehlow – Tang (1999), les courbes d'abaques sont associées à une vitesse de flamme, ce qui rend la comparaison des résultats plus facile. La méthode est conservative pour toutes les configurations. Par contre, concernant la matrice d'évaluation de la vitesse de flamme de Pierorazio (2005), le choix entre trois niveaux pour chaque critère limite la précision de la méthode. Néanmoins, les valeurs indiquées par la matrice sont supérieures à celles obtenues expérimentalement, donc la méthode est conservative.

Chapitre 4. Evolution des paramètres de l'onde de pression en fonction des paramètres géométriques d'une barrière de protection

4.1. Présentation des paramètres géométriques des barrières considérés et des caractéristiques de l'onde de pression étudiées

4.1.1 Définition des barrières physiques de protection

L'évaluation de l'efficacité d'une barrière physique sera évaluée, dans cette étude, en considérant deux paramètres dimensionnels. Le premier est la hauteur h de la barrière, considérée relativement à la hauteur h_0 du dispositif d'accélération de flamme. Le second est la position de la barrière par rapport au centre d'amorçage de l'explosion, notée d.

Trois hauteurs de mur sont étudiées : 0.1 m, 0.2 m et 0.3 m. Elles correspondent respectivement à une, deux et trois fois la hauteur h_0 du terme source (h_0 = 0.1 m). Parallèlement, dix positions de mur sont considérées. Elles sont caractérisées par une distance d entre le centre d'amorçage et la barrière, comprise entre 0.158 m et 0.525 m (Tableau 31).

d (m)	0.158	0.188	0.225	0.263	0.300	0.338	0.375	0.413	0.450	0.525
d/r_0 (-)	1.05	1.25	1.50	1.75	2.00	2.25	2.50	2.75	3.00	3.50

Tableau 31 : Positions des murs étudiés caractérisées par la distance d entre le mur et les électrodes.

Chacun de ces paramètres sera étudié pour deux types de mur : un mur droit parallélépipédique (Figure 78a) et un mur de forme cylindrique (Figure 78b). La simplicité de la forme du premier permet, d'une part, de réduire le nombre de paramètre géométrique à étudier et de mieux les isoler et, d'autre part, de se rapprocher de solutions techniques qui peuvent être mises en place en situation réelle, dans un contexte industriel. La forme cylindrique du second mur permet de conserver la symétrie axiale de l'expérimentation dans l'optique de faciliter la conduite de simulations numériques.

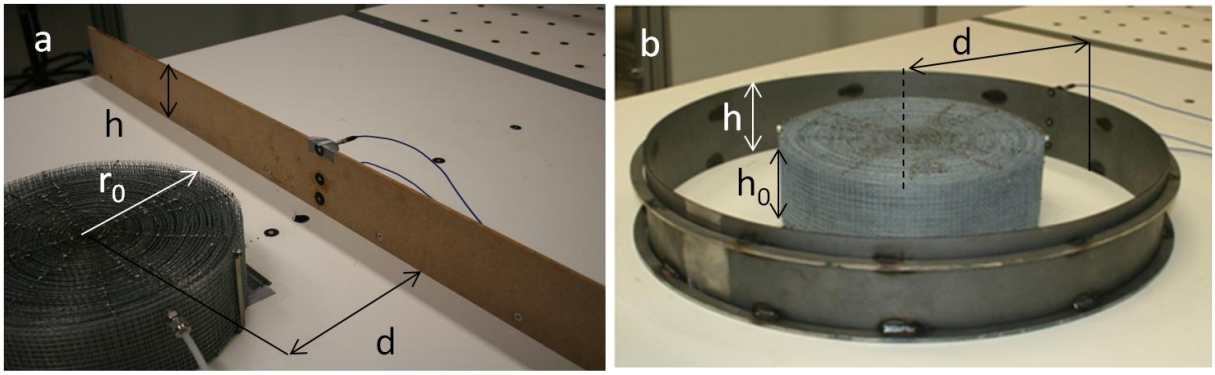


Figure 78 : Mur droit (a) et mur cylindrique (b), de hauteur h, placés à une distance d de l'amorçage. Pour ces deux configurations : $h/h_0 = 1$ et $d/r_0 = 2$.

4.1.1.1 Le mur droit

Le mur droit (Figure 78a) est réalisé à partir d'un panneau de fibre de densité moyenne (MDF : Medium Density Fiberboard) de 6 mm d'épaisseur. L'épaisseur réduite répond à un compromis entre la limitation des effets de bord pouvant être induits par le bord supérieur du mur et une résistance mécanique suffisante pour maintenir l'intégrité physique de la barrière pendant toute la campagne expérimentale. Le mur s'étend sur toute la largeur de la table (1.32 m). La grande longueur du mur par rapport à la distance de l'amorçage d (rapport compris entre 8.4 pour d/r_0 = 1.05 et 2.5 pour d/r_0 = 52.5, cf. Tableau 31) permet de le considérer comme infiniment long et donc de négliger les effets de contournement de l'onde de pression par ses extrémités.

Le mur reste en position verticale grâce à une équerre vissée à sa base (Figure 79).

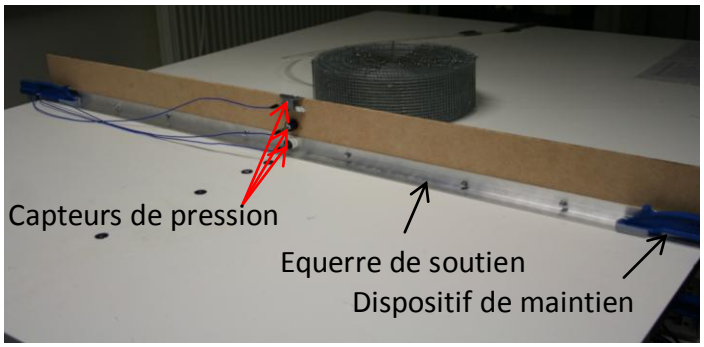


Figure 79 : Vue de l'arrière d'un mur droit (h/h_0 = 1 et d = 0.3 m) et détail de la solution technique de la mise et du maintien en position du mur sur le banc expérimental.

Pour le mur de plus petite hauteur (h/h_0 = 1), visible Figure 79, l'équerre vissée à la base du mur suffit à garantir sa stabilité et sa rigidité lors des essais expérimentaux. Pour les murs de plus grande hauteur (h/h_0 = 2 et h/h_0 = 3), la surface du mur augmente. La force exercée par l'onde de pression sur le mur est accrue. Il en est de même pour les efforts en flexion puisque le maintien est réalisé aux extrémités du banc expérimental, à la base du mur. Afin de rester fidèle à l'hypothèse de barrière infiniment rigide, des dispositifs ont été ajoutés aux deux barrières de plus grande hauteur pour les rigidifier. Ainsi, le mur de hauteur h/h_0 = 2 a été renforcé par une équerre en acier sur toute la longueur de la barrière à 0.130 m de la base du mur (Figure 80a). Pour le mur de hauteur h/h_0 = 3, deux équerres additionnelles sont ajoutées à chaque extrémité du mur afin de limiter la flexion (Figure 80b).

Afin d'empêcher l'onde de pression de se propager sous le mur, un filet de pâte de pégosité importante est appliqué pour garantir la jonction entre le mur et le banc expérimental.

Trois capteurs de pression piézo-électriques PCB 113B21 sont placés sur le mur afin de mesurer les caractéristiques de l'onde de pression réfléchie sur la paroi. Ils sont placés dans les mêmes portes capteurs de diamètre extérieur 0.018 m que ceux disposés dans le banc expérimental. Les capteurs sont placés à 1/6 de la hauteur du mur, à mi-hauteur et à 0.008 m de l'extrémité supérieure du mur (Figure 79).

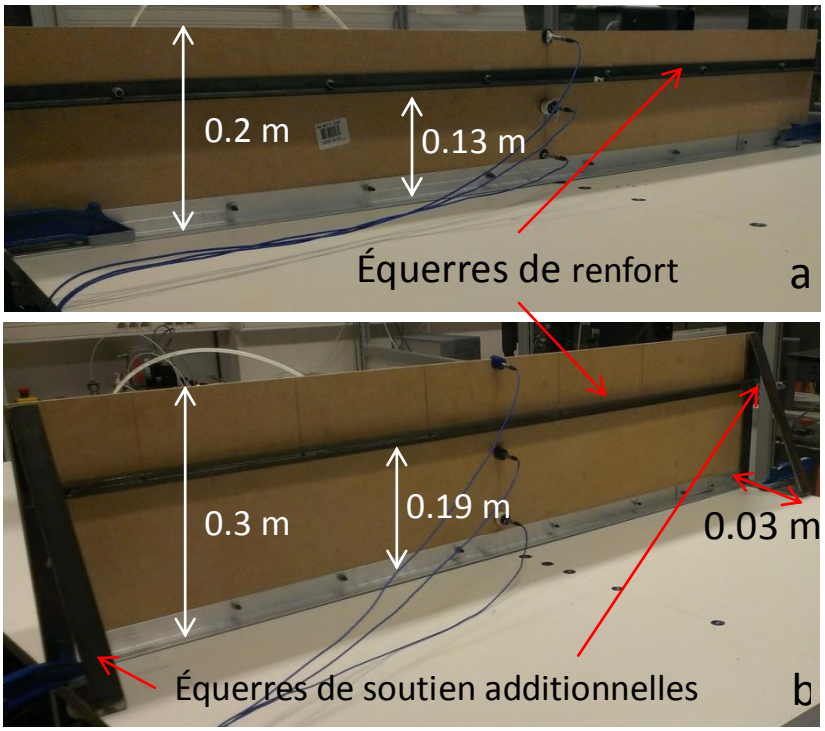


Figure 80 : Vue de dos des murs de hauteur 0.2 m (a) et 0.3 m (b) avec les dispositifs de renfort et de soutien.

4.1.1.2 Le mur cylindrique

Le mur cylindrique (Figure 78b) est disposé sur le banc expérimental de telle manière à être coaxial avec le dispositif d'accélération de flamme. La distance d entre le centre d'amorçage et le mur sera donc équivalente au rayon du mur de protection. Contrairement aux murs droits, les murs cylindriques sont réalisés en acier. Les contraintes de fabrication liées à leur forme, de résistance et de coût ont motivé ce choix. L'épaisseur du mur est de 0.001 m. La très faible épaisseur permet, comme pour le mur droit, de limiter les effets de bord lors du contournement de l'obstacle par l'onde de pression. Le mur cylindrique et le mur droit n'ont pas la même épaisseur pour plusieurs raisons. Tout d'abord, il était impossible de réduire l'épaisseur du mur droit car il n'aurait alors pas résisté à la surpression incidente. Ensuite, concernant le mur cylindrique, l'augmentation de l'épaisseur aurait été synonyme d'un surcoût de matière et donc de poids. De plus, cela aurait rendu difficile la manœuvre des barrières lors des essais.

Contrairement aux murs droits, aucun dispositif de maintien à la table n'est nécessaire pour ce type de mur. Le couplage entre la symétrie axiale de la configuration, qui répartit équitablement les efforts radiaux sur le mur, et le poids important de la structure en acier garantit l'immobilité du mur lors des essais.

La stabilité du mur cylindrique est améliorée grâce à la présence de deux anneaux soudés sur tout le pourtour extérieur du mur. Le premier se situe à la base de la structure et le second est positionné à 0.020 m du bord haut du mur (Figure 78b). Ils permettent de maintenir la forme cylindrique de l'ensemble ainsi que d'augmenter la résistance mécanique de la structure aux efforts radiaux.

L'anneau se trouvant à la base de la structure améliore aussi sa stabilité en augmentant la surface de contact avec le banc expérimental.

L'étanchéité de la structure sur le banc expérimental est également assurée par un filet de pâte.

De la même manière que pour les murs droits, trois capteurs sont disposés sur le mur afin de mesurer la pression réfléchie sur ce dernier. Le positionnement reste identique, à savoir un positionné à 1/6 de la hauteur du mur, le second à mi-hauteur et le dernier à 8 mm du bord supérieur du mur.

4.1.1.3 Etude paramétrique des murs droits et cylindriques

Comme il a déjà été énoncé auparavant, deux formes (droit et cylindrique), 3 hauteurs et 10 positionnements par rapport au centre d'amorçage sont étudiés pour la barrière de protection. Pour le mur droit, la variation de la distance est effectuée en déplaçant la barrière physique sur la table jusqu'à la position voulue. Ainsi, 3 maquettes, une pour chacune des hauteurs h étudiées, sont nécessaires. Par contre, pour le mur cylindrique, la distance d équivaut au rayon de la maquette cylindrique. Par conséquent, une maquette équivaut à un couple de paramètre (h, d). Au total 33 maquettes sont donc utilisées (3 murs droits et 30 murs cylindriques) pour 60 configurations géométriques. Un total de 120 paramétrages (forme du mur, h, d, ϕ) sera traité dans cette étude puisque deux richesses de mélange hydrogène/air sont étudiées.

4.1.2 Paramètres de l'onde de pression étudiés

Pour chacune des configurations décrites au paragraphe précédent, un certain nombre de paramètres relatif à l'onde de pression, générée par la déflagration du volume gazeux hydrogène-air contenu dans le dispositif d'accélération de flamme, vont être considérés. Ces paramètres ainsi quantifiés seront comparés aux valeurs obtenues en champ libre, c'est-à-dire en l'absence de mur, afin d'évaluer l'influence de la barrière sur ces derniers.

Dans le but de pouvoir comparer les résultats expérimentaux avec des courbes de référence, notamment celles issues de la méthode multi – énergie (Mercx, 1997), les grandeurs physiques seront adimensionnées. L'expression adimensionnée prend en compte l'énergie de combustion du mélange combustible, et par conséquent la richesse des mélanges hydrogène-air étudiés. Le calcul de ces énergies est décrit en Annexe 5.

4.1.2.1 Temps d'arrivée t_a de l'onde de pression

Le temps d'arrivée t_a correspond au temps nécessaire à l'onde de pression pour arriver jusqu'au point de mesure. Cette donnée est importante car elle permet d'évaluer la perturbation du chemin de propagation de l'onde induite par la présence d'un obstacle dans son champ d'écoulement. De

plus, la présence de plusieurs points de mesure espacés d'une distance connue lors d'un essai rend possible le calcul de la célérité de l'onde grâce à la donnée de t_a en différents points.

Le temps d'arrivée adimensionné $\overline{t_a}$ est obtenu par la relation suivante :

$$\overline{t_a} = \frac{t_a \cdot c_0}{\left(\frac{E}{P_0}\right)^{\frac{1}{3}}} \qquad 4\text{-}1$$

Avec : - $\overline{t_a}$: temps d'arrivée réduit (-)

- t_a : temps d'arrivée (s)

- c_0 : célérité du son dans l'air ($m.s^{-1}$)

- E : énergie de la charge explosive hydrogène/air (J)

- P_0 : pression atmosphérique (Pa)

4.1.2.2 La surpression maximale ΔP_{max} de l'onde de pression

L'étude de la surpression maximale est essentielle afin de quantifier les effets de l'onde sur son environnement. Ce paramètre est utilisé comme référence dans toutes les études de danger liées au risque explosion. Il est notamment considéré pour délimiter les zones à risques autour des sites industriels classés SEVESO en France selon la loi n°2003-699.

L'adimensionnement de la surpression maximale se réalise par rapport à la pression atmosphérique, pression à laquelle les essais se déroulent. La surpression maximale réduite s'exprime alors par la relation suivante :

$$\overline{\Delta P_{max}} = \frac{\Delta P_{max}}{P_0} \qquad 4\text{-}2$$

Avec : - $\overline{\Delta P_{max}}$: surpression maximale réduite (-)

- ΔP_{max} : surpression maximale (Pa)

- P_0 : pression atmosphérique, $P_0 = 1.01325 \cdot 10^5$ Pa (Pa)

Afin de quantifier l'effet du mur sur le paramètre de surpression maximal, un paramètre d'atténuation de pression A_P est posé. Il s'exprime par la relation suivante :

$$A_P = \frac{\Delta P_{max}\ (\text{avec mur})}{\Delta P_{max}\ (\text{champ libre})} \qquad 4\text{-}3$$

Le coefficient d'atténuation est donc le rapport entre la surpression mesurée en un point en présence d'un mur et la surpression maximale mesurée au même point de mesure mais en champ libre. Avec cette formulation, une atténuation comprise en 0 et 1 correspond à l'effet attendu d'un

mur de protection, à savoir diminuer la surpression maximale en aval du mur par rapport à la situation en champ libre. L'expression de ce coefficient induit qu'une atténuation de 1 équivaut à une situation égale au champ libre. Dans ce cas, le mur n'a aucun effet sur l'amplitude de l'onde de pression. Par contre, une atténuation qui tend vers 0 indique une surpression très faible par rapport à la configuration champ libre, ce qui équivaut à une protection efficace du mur dans la zone avale.

4.1.2.3 L'impulsion positive I^+ de l'onde de pression

L'impulsion positive équivaut à l'intégrale de la phase positive du signal de pression. I^+ se calcule donc par la relation :

$$I^+ = \int_{t_a}^{t_a+t^+} \Delta P(t) \cdot dt \qquad 4\text{-}4$$

Avec : - I^+ : impulsion positive de l'onde de pression (Pa.s)

- t_a : temps d'arrivée de l'onde de pression (s)

- t^+ : durée de phase positive (s)

- ΔP : surpression (Pa)

L'impulsion positive est une grandeur pouvant, à l'image de ΔP_{max}, quantifier l'impact de l'onde de pression sur les structures. Par contre, contrairement à ΔP_{max}, l'impulsion positive prend en compte le temps de chargement et est donc plus précise pour quantifier l'interaction de l'onde avec ces dernières.

Le calcul de l'impulsion positive réduite, grandeur adimensionnée de l'impulsion positive, se fait suivant la relation :

$$\overline{I^+} = \frac{c_0 \cdot I^+}{P_0^{\frac{2}{3}} \cdot E^{\frac{1}{3}}} \qquad 4\text{-}5$$

Avec : - $\overline{I^+}$: impulsion positive réduite (-)

- c_0 : célérité du son dans l'air ($m.s^{-1}$)

- I^+ : impulsion positive (Pa.s)

- P_0 : pression atmosphérique (Pa)

- E : énergie de la charge explosive (J)

De la même manière que pour la surpression maximale, l'impulsion positive calculée dans une configuration comportant un mur de protection sera rapportée à l'impulsion positive calculée en

champ libre. Par ce biais, l'impact de la présence d'une barrière dans le champ d'écoulement de l'onde est quantifié. Le coefficient d'atténuation A_I ainsi défini s'exprime par la relation suivante :

$$A_I = \frac{I^+ \text{ (avec mur)}}{I^+ \text{ (champ libre)}} \qquad 4\text{-}6$$

Avec : - A_I : coefficient d'atténuation de l'impulsion positive (-)

- I^+ (avec mur) : impulsion positive calculée en présence d'un mur (Pa.s)

- I^+ (champ libre) : impulsion positive calculée sans mur dans le champ d'écoulement (Pa.s)

Toutes ces grandeurs sont analysées en fonction de la distance R séparant le point de mesure de l'amorçage. Comme les grandeurs précédentes, une distance réduite $\bar{R}$ est considérée. Elle s'exprime par la relation :

$$\bar{R} = \frac{R}{\left(\frac{E}{P_0}\right)^{\frac{1}{3}}} \qquad 4\text{-}7$$

Avec : - $\bar{R}$: distance réduite entre le capteur de pression et le centre d'amorçage (-)

- R : distance entre le capteur de pression et le centre d'amorçage (m)

- E : énergie de la charge explosive (J)

- P_0 : pression atmosphérique (Pa)

Trois paramètres du signal de pression sont donc considérés dans le cadre de l'étude de l'influence de la présence d'une barrière dans le champ d'écoulement d'une onde de pression : un paramètre temporel (t_a) et deux paramètres quantifiant l'impact de l'onde de pression sur les structures (ΔP_{max} et I^+).

Ces paramètres sont étudiés pour deux mélanges hydrogène - air : un mélange pauvre de richesse 0.65 (21 $\%_{mol}$ d'hydrogène) et un mélange stoechiométrique (30 $\%_{mol}$ d'hydrogène). Cette démarche permet d'étudier l'influence de la forme du signal de pression sur l'effet protecteur d'une barrière physique. Les signaux relevés à 0.22 m de l'amorçage pour ces deux richesses de mélange (Figure 81) témoignent de leurs différences en termes de temps d'arrivée de l'onde de pression et de surpression maximale. Cela illustre les résultats expérimentaux sur l'étude de l'influence de la richesse du mélange combustible sur ces paramètres, présentés respectivement aux §2.3.3.3 et §2.3.3.4.

Les deux signaux diffèrent également par leur durée de phase positive : 1.77 ms pour le signal obtenu avec le mélange de richesse 0.65 et 0.76 pour le mélange stoechiométrique. Enfin, le temps de montée, c'est-à-dire l'interval entre le temps d'arrivée de l'onde et le temps correspondant à la surpression maximale relevée est plus court pour le mélange stochiométrique (0.42 ms) que pour le mélange pauvre (0.93 ms).

Ces deux sigaux sont caractéristiques d'une déflagration rapide pour le mélange stochiométrique (V_{fmax} = 547 $m.s^{-1}$) et d'une déflagration plus lente pour le mélange de richesse 0.65 (V_{fmax} = 155 $m.s^{-1}$)

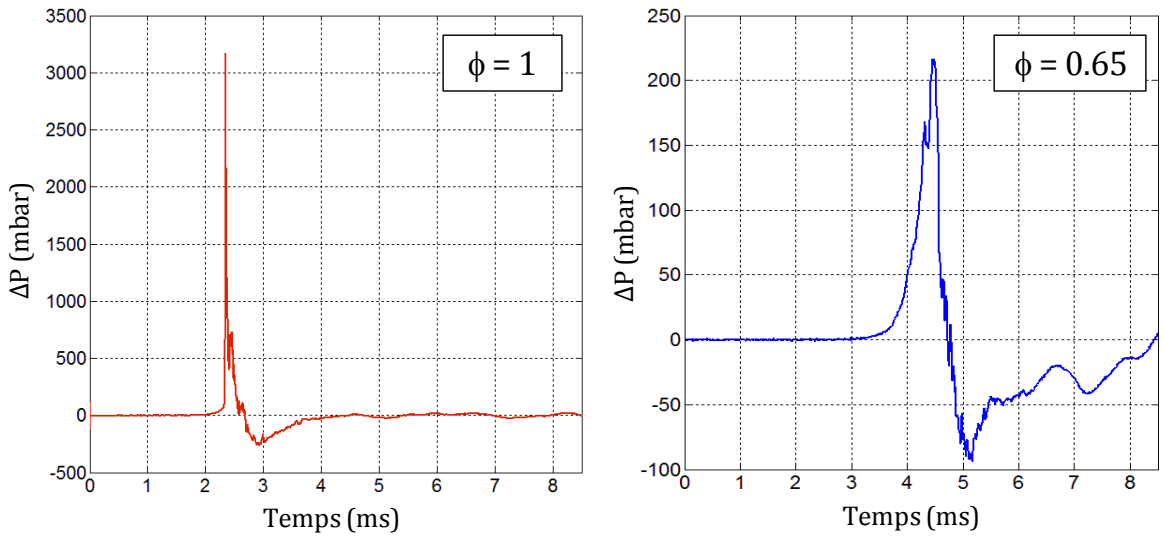


Figure 81 : Supressions relevées à 0.22 m de l'amorçage pour un dispositif obstrué par 89 couches d'obstacles et deux richesses de mélange hydrogène – air.

4.2. Résultats de la campagne expérimentale pour chacun des paramètres de l'onde étudiés

4.2.1 Temps d'arrivée de l'onde de pression

4.2.1.1 Influence de la position de la barrière

(a) Cas d'un mélange hydrogène / air stœchiométrique (ϕ = 1)

Le premier paramètre étudié est le temps d'arrivée de l'onde de pression. Cette démarche permet de déterminer le parcours réalisé par l'onde de pression pour contourner un obstacle placé dans son champ de propagation. A cet effet, deux chemins sont considérés (Figure 82). Le premier (Figure 82, (1)) représente le trajet direct entre le centre d'amorçage, positionné sur l'axe du dispositif d'accélération de flamme à mi-hauteur de ce dernier (0.05 m du plan d'expérimentation), et le capteur de pression inséré dans le banc expérimental affleurant la surface supérieure. Cette distance est celle qui a été considérée lors des études précédentes, dans un environnement libre de tout obstacle. Le second trajet évalué (Figure 82, (2)) prend en compte la présence de la barrière dans le champ de propagation de l'onde. Ainsi, dans le cas d'un capteur placé en aval du mur, le trajet est composé de la distance séparant le centre d'amorçage et le sommet de la barrière, à laquelle s'ajoute la distance entre ce point et le capteur de pression. Pour un capteur situé en amont du mur, le trajet direct est systématiquement retenu puisque l'onde atteint le capteur de pression avant d'atteindre le mur.

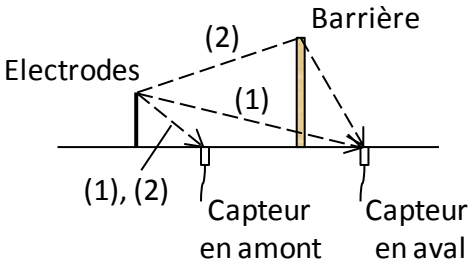


Figure 82 : Représentation des deux chemins de propagations considérés. (1) : parcours direct, (2) : parcours de contournement.

La distance suivant le parcours (1), qui représente la plus petite distance séparant le centre d'amorçage du capteur de pression, est notée R. La distance prenant en compte le contournement du mur, parcours (2) sur la Figure 82, est notée R_C. Pour un capteur placé en amont de la barrière ou dans le cas du champ libre, $R_c = R$.

Afin d'évaluer la fidélité de la description du parcours de l'onde à la propagation observée lors des essais expérimentaux, l'évolution du temps d'arrivée de l'onde est représentée en fonction des deux distances R et R_C sous leur forme réduite (Figure 83). Les formes réduites de ces paramètres, respectivement notées $\overline{R}$ et $\overline{R_c}$, sont calculées à partir de l'équation (4-7).

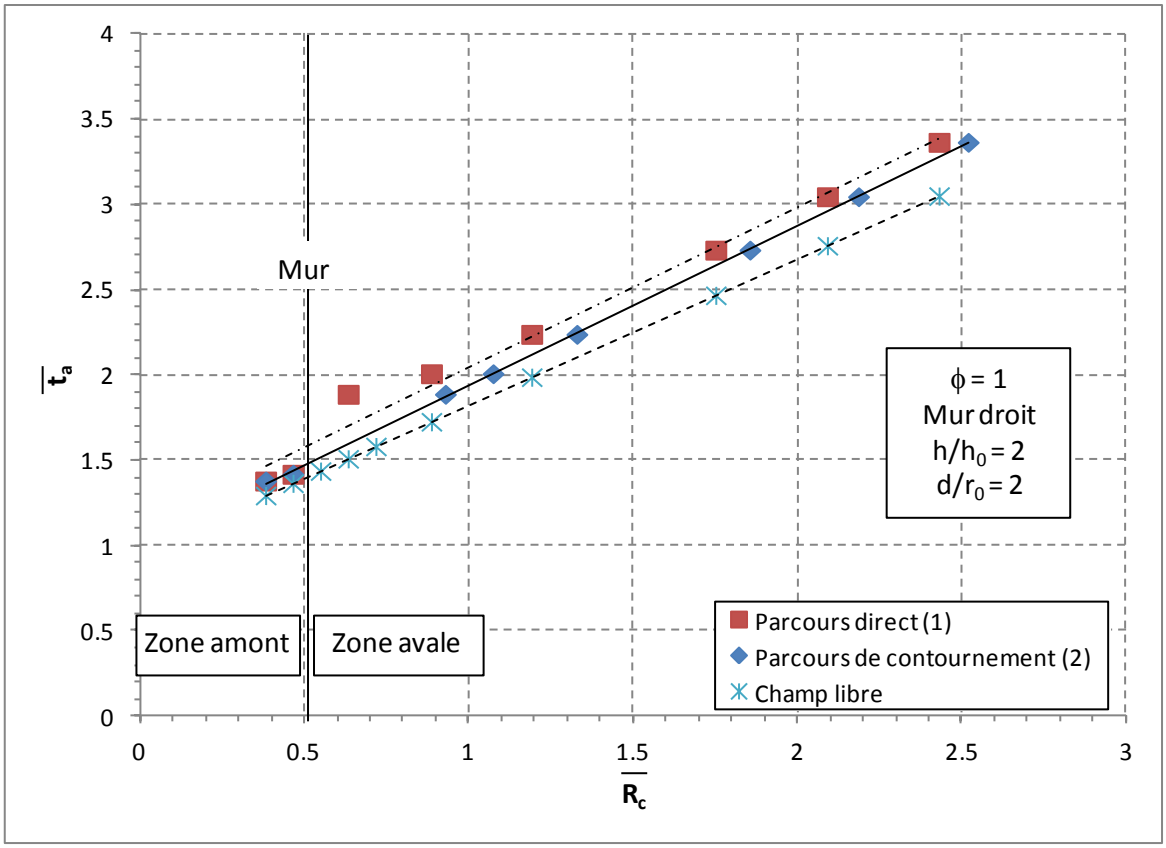


Figure 83 : Temps d'arrivée réduit en fonction des deux parcours d'onde réduits.

Dans le cas d'une configuration comportant un mur droit placé à une distance d = 0.3 m des électrodes ($d/r_0 = 2$) et de hauteur h = 0.2 m ($h/h_0 = 2$) (Figure 83), une discontinuité dans l'évolution

du temps d'arrivée apparaît autour de la position du mur lorsque ce paramètre est tracé en fonction de la distance relative au parcours direct (1). Cette discontinuité n'est pas présente en champ libre où le temps d'arrivée de l'onde est proportionnel à la distance R, définie par le parcours direct (1). Le parcours (1) ne permet donc plus de décrire fidèlement la propagation de l'onde de pression. Par contre, le parcours (2) corrige la discontinuité observée avec le parcours (1) et permet de constater une évolution linéaire du temps d'arrivée de l'onde de pression avec la distance réduite à l'amorçage $\overline{R_c}$.

Le parcours de contournement (2) est donc retenu dans l'étude de l'influence des paramètres géométriques de la barrière sur le temps d'arrivée de l'onde de pression. De ce fait, la distance réduite $\overline{R_c}$ sera utilisée pour les représentations graphiques du temps d'arrivée de l'onde.

Le premier paramètre géométrique de la barrière considéré est sa position d par rapport au centre d'amorçage. Dix valeurs ont été étudiées pour ce paramètre. Ces dernières sont explicitées Tableau 31 et sont écrites relativement au rayon du terme source r_0.

A titre d'exemple, le cas d'un mur droit de hauteur $h/h_0 = 2$ est considéré. Pour toutes les distances de mur, le temps d'arrivée réduit $\overline{t_a}$ aux différents capteurs est tracé en fonction de la distance normalisée $\overline{R_c}$ (Figure 84).

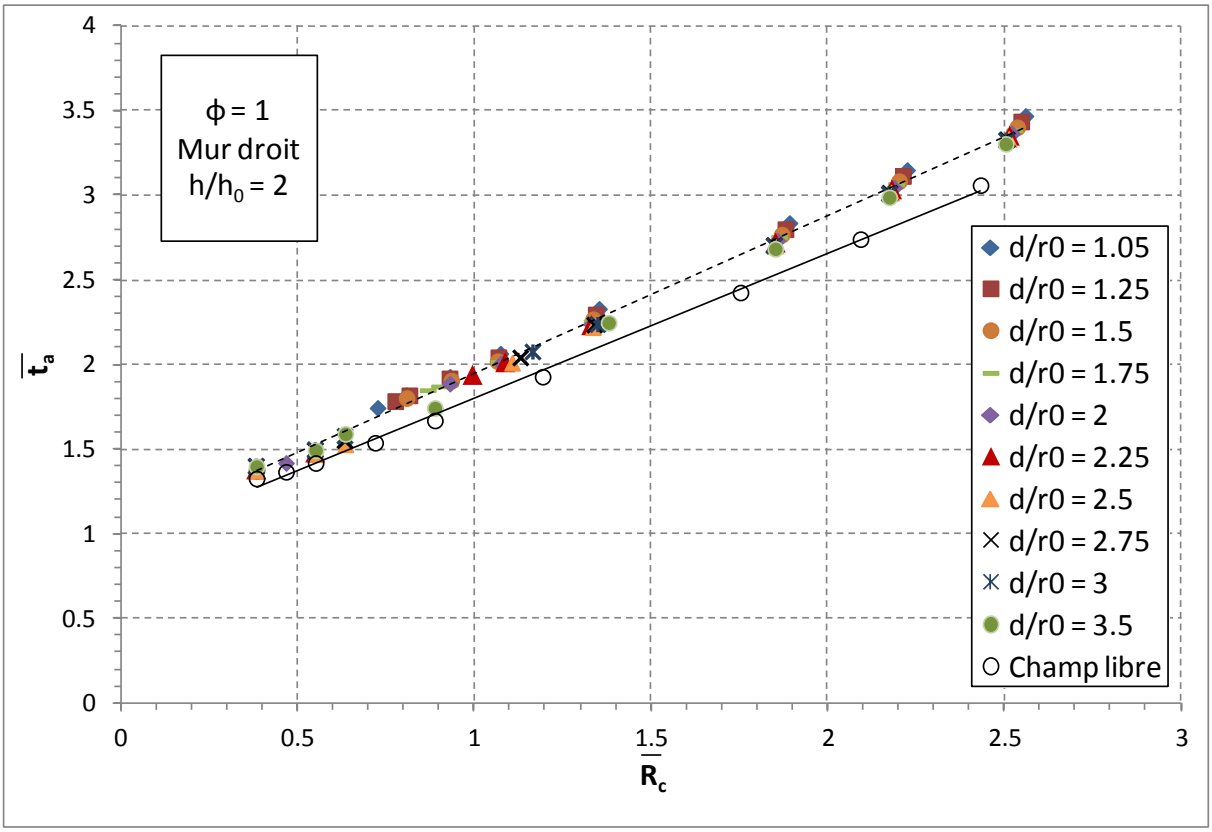


Figure 84 : Mur droit - temps d'arrivée réduit en fonction de la distance réduite et des distances à l'amorçage.

La position du mur n'a pas un impact significatif sur le temps d'arrivée de l'onde (Figure 84). Tous les résultats suivent une même évolution linéaire pouvant être modélisée, avec un coefficient de corrélation de 0.9971, par l'équation de degré 1 suivante :

$$\overline{t_a} = 0.933 \cdot \overline{R_c} + 1.010 \qquad 4\text{-}8$$

Avec : - $\overline{t_a}$: temps d'arrivée réduit de l'onde de pression (-)

- $\overline{R_c}$: distance réduite du centre d'amorçage avec contournement de la barrière (-)

Comme il a déjà été observé sur la Figure 83, le temps d'arrivée évolue linéairement avec la distance en champ libre. L'évolution du temps d'arrivée de l'onde de pression est comparé sur la Figure 84 entre la configuration en champ libre et les configurations dotées d'un mur droit de hauteur $h/h_0 = 2$. La pente de la droite décrivant la configuration en champ libre (équation 4-9) est moins prononcée que pour la configuration comportant un obstacle.

$$\overline{t_a} = 0.8552 \cdot \overline{R_c} + 0.9459 \qquad 4\text{-}9$$

Avec : - $\overline{t_a}$: temps d'arrivée réduit de l'onde de pression en champ libre (-)

- $\overline{R_c}$: distance réduite du centre d'amorçage avec contournement de la barrière (-)

Concrètement, cela se traduit par un coefficient directeur de ces mêmes droites inférieur dans le cas du champ libre (0.933 avec un mur droit et 0.8552 en champ libre). Cela signifie que la célérité moyenne de l'onde de pression est plus faible avec un obstacle qu'en champ libre puisque la pente de la droite est inversement proportionnelle à la célérité moyenne de propagation de l'onde. En effet, pour deux points $x_1(t_{a1}, R_{c1})$ et $x_2(t_{a2}, R_{c2})$ appartenant à la droite d'équation (4-8), le coefficient directeur a_t de cette même droite peut s'exprimer par la relation suivante :

$$a_t = \frac{\overline{t_{a1}} - \overline{t_{a2}}}{\overline{R_{c1}} - \overline{R_{c2}}} \qquad 4\text{-}10$$

Avec : - a_t : coefficient directeur de la droite modélisant l'évolution de $\overline{t_a}$ en fonction de $\overline{R_c}$ (-)

- $\overline{t_{a1}}$ et $\overline{t_{a2}}$: temps d'arrivée réduits des points x_1 et x_2 (-)

- $\overline{R_{c1}}$ et $\overline{R_{c2}}$: distances réduites des points x_1 et x_2 par rapport au centre d'amorçage (-)

- x_1 et x_2 : positions de l'onde de pression situées sur le parcours (2) tel que $\overline{t_{a1}} > \overline{t_{a2}}$

L'équation (4-10) met en relation des grandeurs adimensionnées. Afin de faire apparaître la célérité de l'onde, il convient de revenir à la définition du temps d'arrivée réduite (équation (4-1)) et de la distance réduite (équation (4-7)). L'équation (4-10) devient alors :

$$a_t = \frac{(t_{a1} - t_{a2}) \cdot c_0 / \left(\frac{E}{p_0}\right)^{\frac{1}{3}}}{(R_{c1} - R_{c2}) / \left(\frac{E}{p_0}\right)^{\frac{1}{3}}} \qquad 4\text{-}11$$

Avec : - a_t : coefficient directeur de la droite modélisant l'évolution de $\overline{t_a}$ en fonction de $\overline{R_c}$ (-)

- t_{a1} et t_{a2} : temps d'arrivée des points x_1 et x_2 (s)

- c_0 : célérité du son dans l'air ($m.s^{-1}$)

- R_{c1} et R_{c2} : distances des points x_1 et x_2 par rapport au centre d'amorçage (m)

- E : énergie de la charge explosive hydrogène/air (J)

- P_0 : pression atmosphérique (Pa)

En considérant que la célérité, c, de l'onde de pression entre les points x_1 et x_2 s'exprime par la relation :

$$c = \frac{R_{c1} - R_{c2}}{t_{a1} - t_{a2}} \qquad 4\text{-}12$$

Avec : - c : célérité de l'onde de pression ($m.s^{-1}$)

- R_{c1} et R_{c2} : distances des points x_1 et x_2 par rapport au centre d'amorçage (m)

- t_{a1} et t_{a2} : temps d'arrivée des points x_1 et x_2 (s)

En introduisant l'expression de la célérité de l'onde (équation (4-12)) dans l'équation (4-11), le coefficient directeur s'exprime par :

$$a_t = \frac{c_0}{c} \qquad 4\text{-}13$$

Avec : - a_t : coefficient directeur de la droite modélisant l'évolution de $\overline{t_a}$ en fonction de $\overline{R_c}$ (-)

- c_0 : célérité du son dans l'air ($m.s^{-1}$)

- c : célérité de l'onde de pression ($m.s^{-1}$)

Le coefficient directeur a_t de la droite de modélisation de l'évolution du temps d'arrivée réduit en fonction de la distance réduite est donc le rapport entre la célérité du son dans l'air et la célérité moyenne de l'onde de pression calculée à partir des mesures réalisées avec les capteurs de pression. De ce fait, le coefficient directeur de l'onde est bien inversement proportionnel à la célérité moyenne de l'onde de pression. En particulier, un coefficient a_t inférieur à 1 décrit une onde dont la célérité moyenne est supérieure à la vitesse du son.

Dans le cas considéré Figure 84, la célérité moyenne de l'onde de pression en présence d'une barrière de hauteur ($h/h_0 = 2$), calculée avec l'équation (4-13), atteint 364 $m.s^{-1}$. En champ libre, la célérité de l'onde est, quant à elle, de 398 $m.s^{-1}$. Il apparait donc que l'onde de pression voit sa célérité moyenne diminuer en présence d'une barrière. La diminution s'élève à 8.5 % de la vitesse de l'onde en champ libre dans le cas d'un mur droit de hauteur $h/h_0 = 2$. Cette différence de pente induit un retard de l'onde de pression qui augmente avec la distance à l'amorçage. Ainsi, à 0.22 m de l'amorçage ($\overline{R_c} = 0.37$), l'écart maximal entre un temps d'arrivée mesuré en présence d'un obstacle et celui en champ libre s'élève à 4.6 % du temps d'arrivée mesuré en champ libre. Par contre, à 1.43 m ($\overline{R_c} = 2.43$), le retard accumulé par l'onde représente 7.1 % du temps d'arrivée de l'onde de pression en champ libre. La diminution de la célérité moyenne de l'onde est due à l'augmentation de la distance à parcourir par l'onde en contournant l'obstacle que forme la barrière physique.

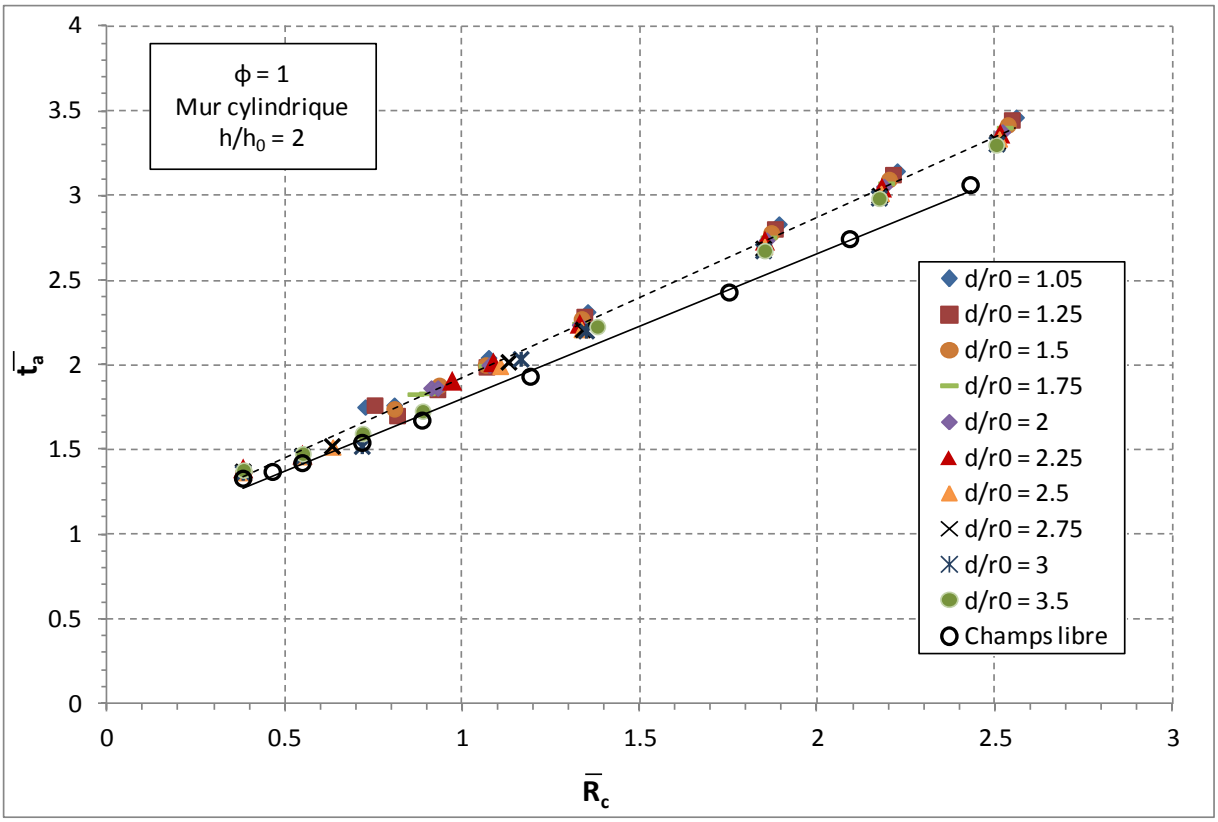


Figure 85 : Mur cylindrique - temps d'arrivée réduit en fonction de la distance réduite et de la position du mur.

Dans le cas d'un mur cylindrique, le temps d'arrivée de l'onde de pression évolue de façon linéaire avec la distance du capteur par rapport au point d'amorçage suivant le parcours de contournement (2) (Figure 85). L'impact de la position de la barrière sur l'évolution du temps d'arrivée de l'onde de pression est limité puisqu'il est possible de la modéliser par une seule loi d'ordre 1 avec un coefficient de corrélation proche de 1. L'équation de la droite ainsi obtenue est :

$$\bar{t_a} = 0.9497 \cdot \bar{R_c} + 0.9709 \qquad 4\text{-}14$$

Avec : - $\bar{t_a}$: temps d'arrivée réduit de l'onde de pression (-)

- $\bar{R_c}$: distance réduite du centre d'amorçage avec contournement de la barrière (-)

Comme dans le cas du mur droit, il est possible de calculer la vitesse moyenne d'onde en appliquant l'équation (4-13) sur le coefficient directeur de la droite d'équation (4-14). La célérité de l'onde atteint dans ce cas 358 $m.s^{-1}$. L'écart entre la valeur calculée pour le mur droit et celle-ci représente 1.7 % de la première. La forme de la barrière n'impacte donc pas le retard subi par l'onde pour une hauteur $h/h_0 = 2$, quelle que soit sa position.

(b) Cas d'un mélange pauvre hydrogène/air (ϕ = 0.65)

Le deuxième mélange combustible considéré dans l'étude est un mélange pauvre hydrogène-air de richesse 0.65. Dans le cas de l'utilisation ce mélange, les mêmes chemins d'onde considérés dans le cas précédents et représentés Figure 82 sont utilisés.

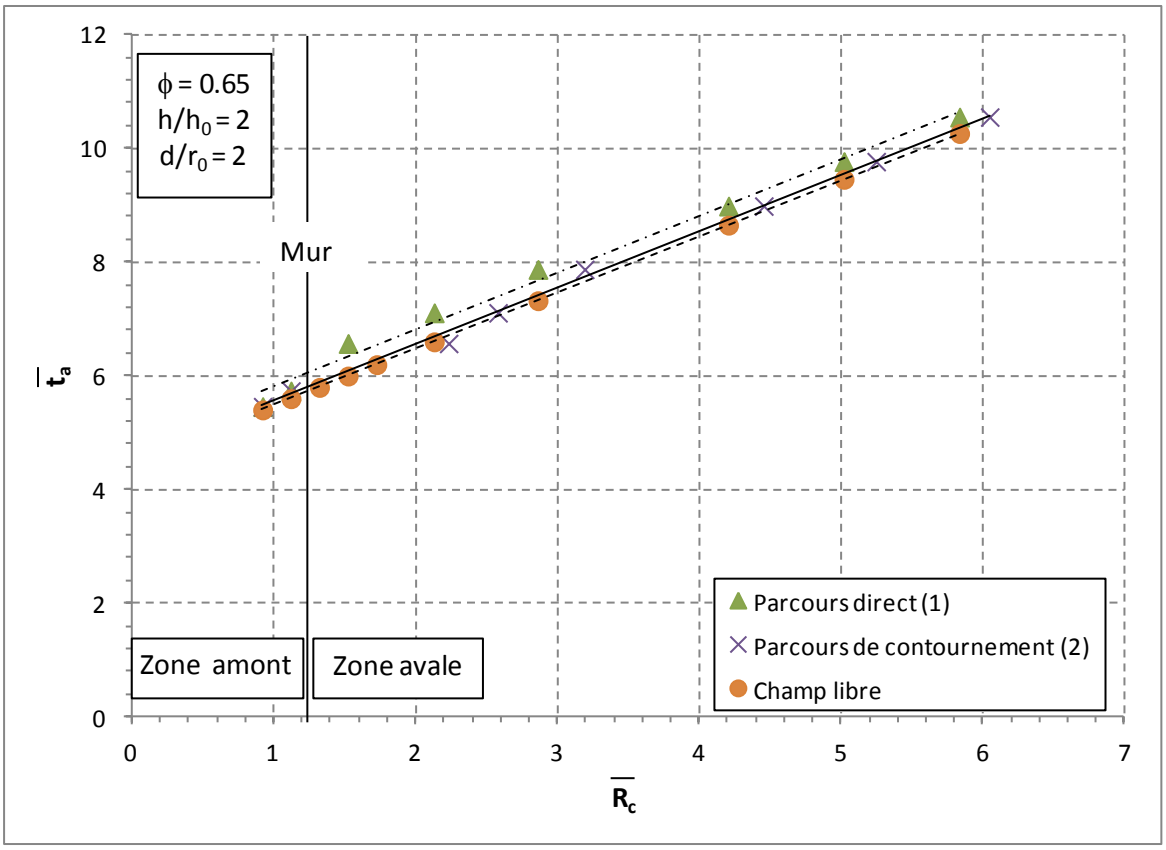


Figure 86 : Mur droit - temps d'arrivée réduit en fonction des deux parcours d'onde réduits.

Le mur, présent dans cette configuration (Figure 86), possède une hauteur h telle que $h/h_0 = 2$ et est placé à une distance d de l'amorçage vérifiant $d/r_0 = 2$. La discontinuité de l'évolution du temps d'arrivée est prononcée au niveau de la barrière. Alors que les capteurs placés avant le mur relèvent le signal au même instant en configuration champ libre ou en présence du mur (écart relatif maximal de 1.1 % par rapport au champ libre), un retard variable apparait pour les capteurs placés en aval du mur lorsque le parcours direct (1) est considéré. Par contre, le parcours de contournement (2) permet d'obtenir une évolution linéaire du temps d'arrivée comme c'était le cas en champ libre. Comme dans le cas d'un mélange hydrogène-air stœchiométrique, le parcours de contournement (2) sera considéré dans l'étude du temps d'arrivée.

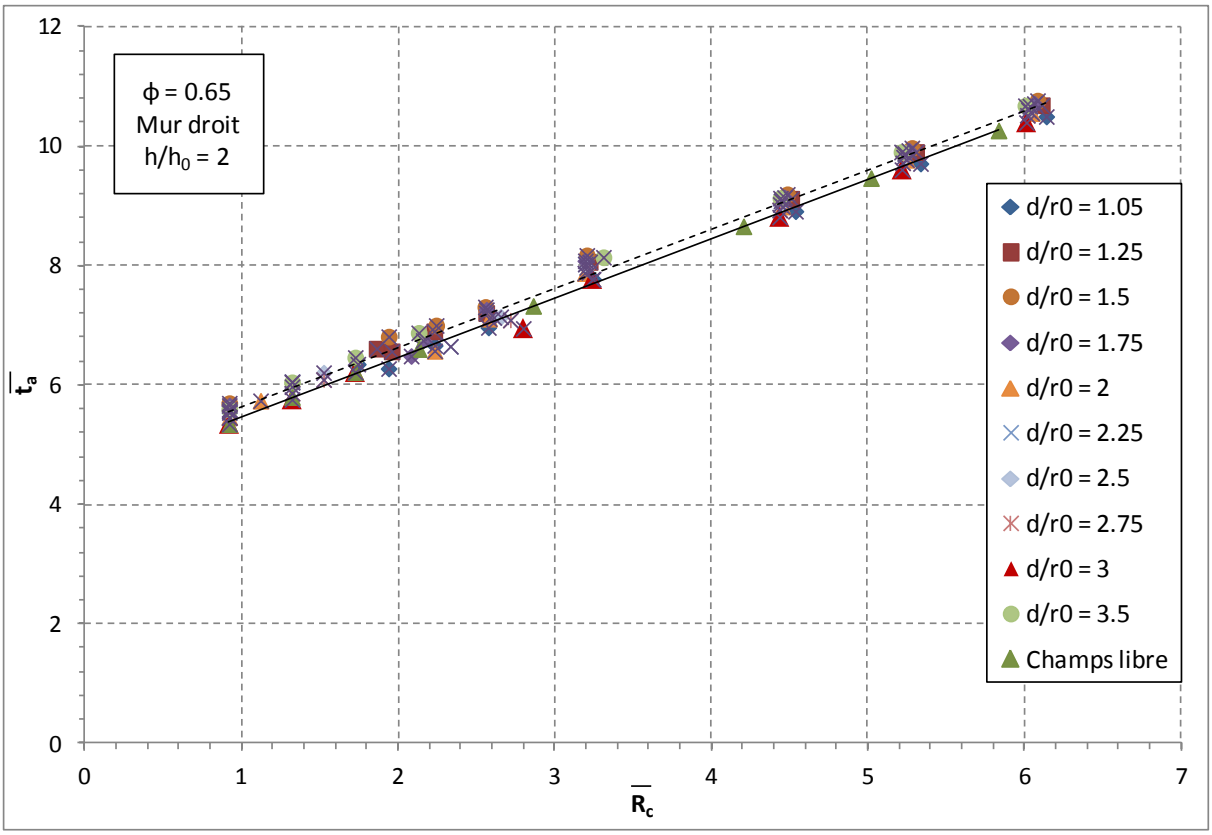


Figure 87 : Mur droit - temps d'arrivée réduit en fonction de la distance réduite et de la position du mur.

Suivant ce parcours, il est possible de tracer l'évolution du temps d'arrivée suivant la distance à l'allumage en échelle réduite. Dans le cas d'un mur droit de hauteur h/h_0 = 2, placé à plusieurs distances d de l'amorçage, les résultats sont reportés Figure 87. Comme pour le mélange stœchiométrique, la position du mur a une influence minime sur le temps d'arrivée de l'onde de pression. En effet, l'évolution de ce paramètre peut se modéliser avec une bonne précision (coefficient de corrélation R^2 = 0.9921), indifféremment la position de la barrière, par la relation suivante :

$$\overline{t_a} = 0.9898 \cdot \overline{R_c} + 4.629 \qquad 4\text{-}15$$

Les résultats sont très proches de ceux obtenus en champ libre puisque dans une configuration sans barrière, l'évolution du temps d'arrivée réduit en fonction de la distance réduite se fait suivant l'équation :

$$\overline{t_a} = 0.9943 \cdot \overline{R_c} + 4.754 \qquad 4\text{-}16$$

Avec : - $\overline{t_a}$: temps d'arrivée réduit de l'onde de pression (-)

- $\overline{R_c}$: distance réduite du centre d'amorçage avec contournement de la barrière (-)

La célérité moyenne de l'onde de pression peut se calculer avec l'équation (4-13). Dans le cas d'un mélange de richesse 0.65 et d'un mur droit de hauteur $h/h_0 = 2$, l'équation (4-15) donne une vitesse moyenne de 343.5 $m.s^{-1}$. A titre de comparaison, l'équation (4-16) donne une vitesse de 342.0 $m.s^{-1}$. L'écart de vitesse est de 0.4 % de la vitesse en champ libre. Dans le cas présent, le mur n'a pas le même effet de ralentissement qui avait être observé dans le cas d'un mélange stœchiométrique puisque l'onde est déjà sonique en champ libre.

Maintenant, un mur cylindrique possédant les même caractéristiques que le mur droit étudié précédemment (i.e. $h/h_0 = 2$, $d/r_0 = 2$) est considéré.

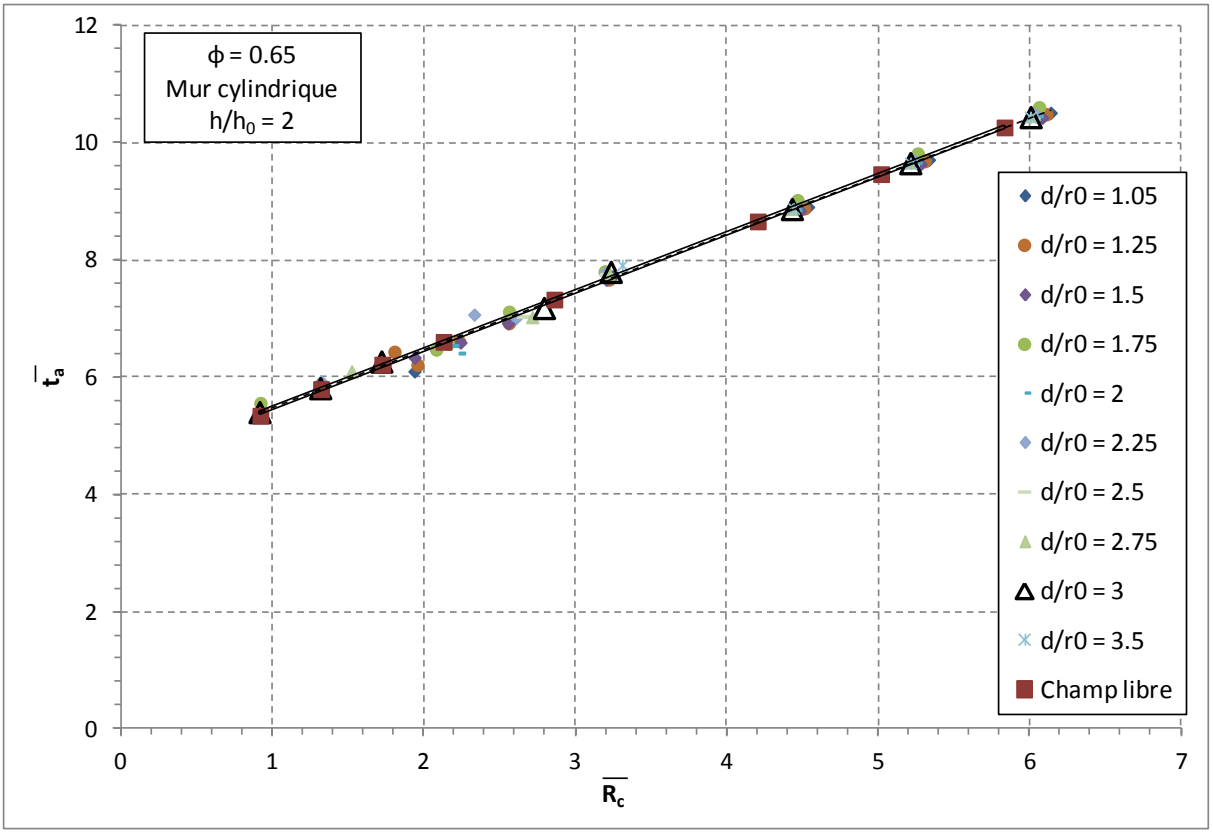


Figure 88 : Mur cylindrique - temps d'arrivée réduit en fonction de la distance réduite et de la position du mur.

De la même façon que pour le mur droit, le temps d'arrivée mesuré est indépendant de la distance à l'amorçage lorsque le parcours 2 est considéré (Figure 88). En effet, ce paramètre évolue en fonction de la distance réduite à l'amorçage, indépendamment de la distance à l'amorçage (coefficient de corrélation de 0.9968), par l'équation :

$$\bar{t_a} = 0.9914 \cdot \overline{R_c} + 4.4725 \qquad 4\text{-}17$$

Avec : - $\bar{t_a}$: temps d'arrivée réduit de l'onde de pression (-)

- $\overline{R_c}$: distance réduite du centre d'amorçage avec contournement de la barrière (-)

Le coefficient du premier ordre de l'équation (4-17) proche de 1 dénote la proximité de la célérité de l'onde avec la vitesse du son dans l'air. Par calcul, cette célérité atteint 343.0 $m.s^{-1}$. Avec un écart inférieur à 1 %, cette valeur est proche de celle calculée pour l'évolution en champ libre qui est de 342.0 $m.s^{-1}$. L'écart relatif entre les valeurs de célérité calculées pour le mur droit et le mur cylindrique est elle aussi minime : 0.15 %.

Les corrélations déterminées pour chaque configuration expérimentale (Tableau 32) regroupent l'ensemble des résultats obtenus pour toutes les positions de mur de hauteur $h/h_0 = 2$.

$h/h_0 = 2$; $1.05 < d/r_0 < 3.5$; H_2/air			
Configuration		Richesse du mélange	
		$\phi = 1$	$\phi = 0.65$
Champ libre		$\overline{t_a} = 0.8552 \cdot \overline{R_c} + 0.9459$	$\overline{t_a} = 0.9943 \cdot \overline{R_c} + 4.754$
Avec mur (h/h0 = 2)	Mur droit	$\overline{t_a} = 0.933 \cdot \overline{R_c} + 1.010$	$\overline{t_a} = 0.9898 \cdot \overline{R_c} + 4.629$
	Mur cylindrique	$\overline{t_a} = 0.9497 \cdot \overline{R_c} + 0.9709$	$\overline{t_a} = 0.9914 \cdot \overline{R_c} + 4.4725$

Tableau 32 : Modélisations du temps d'arrivée réduit en fonction de la distance réduite à l'amorçage.

Le temps d'arrivée de l'onde de pression a permis de mettre en évidence le cheminement de l'onde qui contourne la barrière de protection. En utilisant cette définition de parcours, il a été possible de mettre en évidence l'indépendance de la position de la barrière sur le temps d'arrivée de l'onde de pression. Il a de plus été démontré que la forme de la barrière, parmi celles considérées, ne joue pas non plus de rôle significatif sur le temps d'arrivée de l'onde.

4.2.1.2 Influence de la hauteur de la barrière

(a) Cas d'un mélange hydrogène / air stœchiométrique ($\phi = 1$)

Trois hauteurs de barrières sont considérées. Relativement à la hauteur $h_0 = 0.1$ m, constante, du dispositif d'accélération de flamme, les barrières mesurent $h/h_0 = 1$, $h/h_0 = 2$ et $h/h_0 = 3$. Afin de décrire l'influence de la hauteur du mur sur le temps d'arrivée de l'onde de pression, une seule position de barrière sera développée. En effet, la conclusion d'indépendance des résultats par rapport à la position de la barrière permet de se limiter un échantillon représentatif d'une configuration définie par une hauteur et une forme de barrière et une richesse de mélange. Cette distance mur/amorçage est prise égale à $d/r_0 = 2$.

De la même manière que pour l'étude de l'influence de la position de la barrière sur le temps d'arrivée de l'onde de pression, le parcours de contournement (2) représenté Figure 82 sera utilisé, puisqu'il décrit plus fidèlement la propagation de l'onde que la distance directe entre le centre d'amorçage et le capteur de pression.

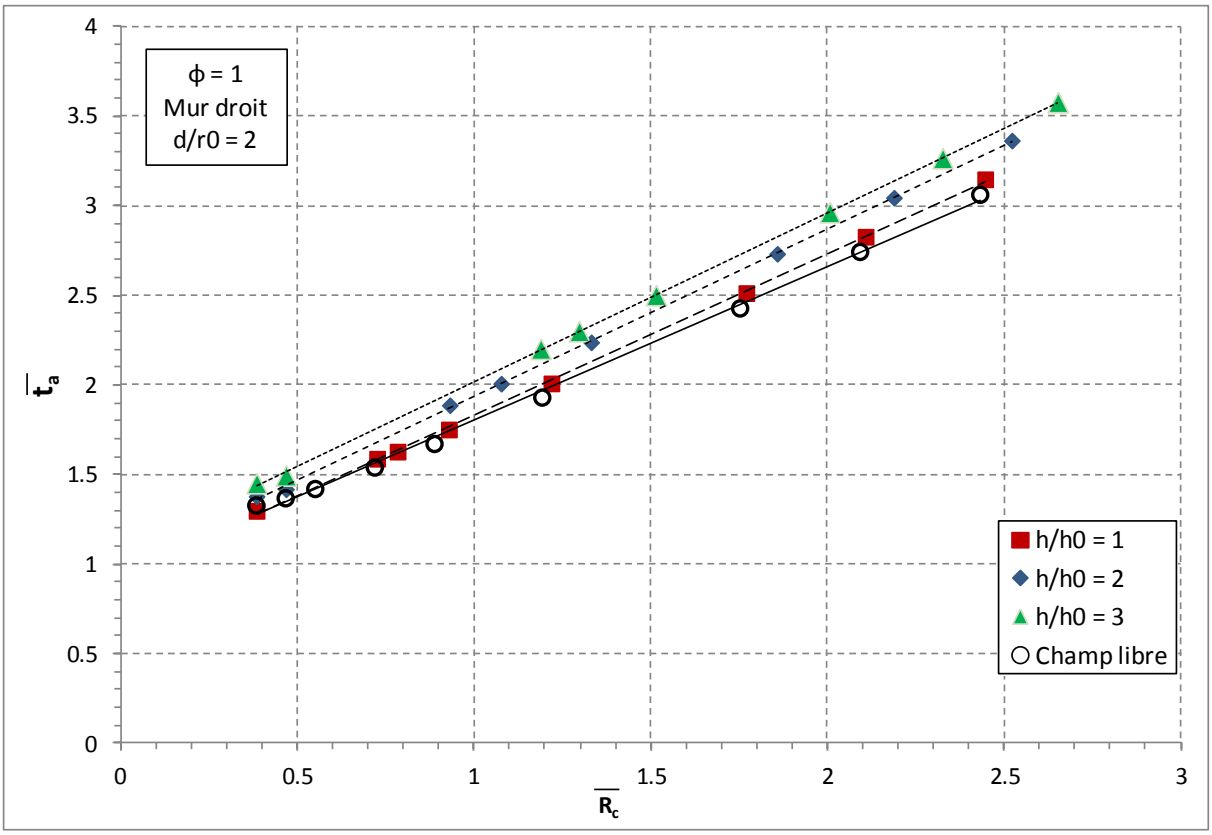


Figure 89 : Mur droit - temps d'arrivée normalisé en fonction de la distance normalisée et de la hauteur de la barrière.

Dans le cas d'un mur droit placé à 0.3 m de la source d'amorçage ($d/r_0 = 2$), les résultats en termes de temps d'arrivée sont tracés Figure 89. L'évolution du temps d'arrivée est linéaire avec la distance à l'amorçage pour toutes les hauteurs de mur. Cependant, la pente de la droite est différente en fonction de la taille de la barrière. Le coefficient directeur de la droite augmente avec la hauteur du mur. La célérité moyenne de l'onde est donc inversement liée à la hauteur du mur. Dans tous les cas, le temps d'arrivée reste supérieur à celui mesuré en champ libre.

Dans le cas d'un mur cylindrique, les résultats obtenus avec la même distance mur/amorçage ($d/r_0 = 2$) évoluent de façon identique à ceux obtenus avec un mur droit (Figure 89) : le temps d'arrivée évolue linéairement avec la distance à l'amorçage et le coefficient directeur des pentes des modélisations du premier ordre diminue avec la hauteur des murs (Tableau 33).

Tous les résultats en termes de coefficient directeur a_t et de célérité moyenne d'onde sont regroupés dans le Tableau 33. Les valeurs vérifient la remarque précédente quant à l'indépendance des résultats sur la forme du mur. En effet le plus grand écart relatif des résultats pour les configurations étudiées ici atteint 1.6 % pour un mur de hauteur h telle que $h/h_0 = 3$.

Ensuite, la célérité moyenne de l'onde diminue bien avec la hauteur du mur puisqu'une célérité de 397.6 $m.s^{-1}$ a été calculée en champ libre contre 360.2 $m.s^{-1}$ dans le cas du mur droit le plus haut ($h/h_0 = 3$), soit une baisse de 9.4 %.

$d/r_0 = 2$; H_2/air ; $\phi = 1$ $\overline{t_a} = a_t \cdot \overline{R_c} + b_t$				
Configuration	Hauteur du mur	a_t (-)	b_t (-)	c_m ($m.s^{-1}$)
Champ libre	-	0.8552	0.9459	397.6
Mur droit	$h/h_0 = 1$	0 .9004	0.9302	377.6
	$h/h_0 = 2$	0.9341	1.004	364.0
	$h/h_0 = 3$	0.9438	1.0747	360.2
Mur cylindrique	$h/h_0 = 1$	0.8985	1.0297	378.4
	$h/h_0 = 2$	0.9406	0.9959	361.5
	$h/h_0 = 3$	0.9591	0.987	354.5

Tableau 33 : Coefficients a_t et b_t et vitesse d'onde moyenne c_m pour les configurations champ libre, mur droit et mur cylindrique.

La présence d'une barrière dans le champ de propagation de l'onde de pression induit un allongement de sa distance parcourue pour atteindre les capteurs placés en aval. Le retard prit par l'onde sera relatif à la distance parcourue en plus par rapport au champ libre et donc à la hauteur de la barrière. Ainsi, plus la barrière sera haute et plus la célérité moyenne de l'onde sera faible. Des résultats similaires ont été mesurés avec les deux formes de murs. Cela confirme l'absence d'influence de ce paramètre sur le temps d'arrivée de l'onde de pression pour toutes les hauteurs étudiées.

(b) Cas d'un mélange pauvre hydrogène/air ($\phi = 0.65$)

Avec une richesse 0.65, le mélange hydrogène-air est moins réactif et les temps d'arrivée sont donc plus élevés. Comme il a été observé à la partie précédente, la position du mur n'a pas d'influence sur le temps d'arrivée. Il est donc possible de se limiter à une position de mur pour étudier l'influence de sa hauteur sur le temps d'arrivée de l'onde de pression. La position $d/r_0 = 2$ a été retenue afin de se placer dans les mêmes conditions que l'étude précédente où le mélange de richesse 1 était considéré.

$d/r_0 = 2$; H_2/air ; $\phi = 0.65$ $\overline{t_a} = a_t \cdot \overline{R_c} + b_t$				
Configuration	Hauteur du mur	a_t (-)	b_t (-)	c_m ($m.s^{-1}$)
Champ libre	-	0.9943	4.754	341.9
Mur droit	$h/h_0 = 1$	0.9873	4.8067	344.4
	$h/h_0 = 2$	0.9962	4.5493	341.3
	$h/h_0 = 3$	0.9792	4.6234	347.2
Mur cylindrique	$h/h_0 = 1$	0.9891	4.4799	343.7
	$h/h_0 = 2$	1.0238	4.3025	332.1
	$h/h_0 = 3$	0.9826	4.3285	346.0

Tableau 34 : Coefficients a_t et b_t et vitesse d'onde moyenne c_m pour les configurations champ libre, mur droit et mur cylindrique.

L'écart très faible entre les différentes valeurs de célérité se vérifie avec les données présentes dans le Tableau 33. L'intervalle d'erreur total compris entre les valeurs obtenues pour un mur cylindrique de dimension $h/h_0 = 2$ et le mur droit de dimension $h/h_0 = 3$, relativement à la valeur obtenue en champ libre est de 4.4 %.

Dans le § 4.2.1.1, l'indépendance du temps d'arrivée de l'onde de pression par rapport à la position du mur a été mise en évidence. Ainsi, il est possible de généraliser les observations faites sur l'influence de la hauteur de la barrière h/h_0 pour toutes les positions de mur par rapport à l'amorçage.

Les coefficients relatifs aux modélisation du temps d'arrivée réduit de l'onde de pression en fonction de la distance réduite de l'amorçage pour les murs distants de $d/r_0 = 2$ de l'amorçage peuvent être étendues à toutes les positions de mur (Tableau 32).

$1.05 < d/r_0 < 3.5$; H_2/air			$\overline{t_a} = a_t \cdot \overline{R_c} + b_t$		
Hauteur de mur (m)	Richesse	Type de mur	a_t	b_t	$c_m = c_0.a_t^{-1}$ ($m.s^{-1}$)
$h/h_0 = 1$	1	droit	0.9041	0.9236	376.1
		cylindrique	0.8966	1.0118	379.2
	0.65	droit	0.9897	4.5352	343.5
		cylindrique	0.9853	4.5085	345.1
$h/h_0 = 2$	1	droit	0.9330	1.0096	364.4
		cylindrique	0.9497	0.9709	358.0
	0.65	droit	0.9898	4.6290	343.5
		cylindrique	0.9914	4.4725	342.9
$h/h_0 = 3$	1	droit	0.9546	1.0051	356.2
		cylindrique	0.9569	0.9850	355.3
	0.65	droit	0.9749	4.5075	348.8
		cylindrique	0.9978	4.379	340.7

Tableau 35 : Coefficients a_t et b_t et célérité moyenne d'onde pour toutes les positions de barrière.

Comme montré précédemment pour la hauteur de barrière $h/h_0 = 2$, la forme du mur n'influence pas le temps d'arrivée de l'onde de pression puisque les coefficients a_t et b_t ne présentent qu'un écart relatif qui est au maximum de 2.3 % pour a_t et 8.7 % pour b_t. Ainsi, il est possible de modéliser le temps d'arrivée réduit de l'onde de pression en fonction de la distance réduite à l'amorçage, pour toutes les hauteurs et les positions de mur, indépendamment de sa forme.

Ainsi, pour un mélange stœchiométrique hydrogène/air :

$$\overline{t_a} = \left[-0.0133 \cdot \left(\frac{h}{h_0}\right)^2 + 0.0809 \cdot \frac{h}{h_0} + 0.8328\right] \cdot \overline{R_c} + 0.9843 \qquad 4\text{-}18$$

Avec : - $\overline{t_a}$: temps d'arrivée réduit de l'onde de pression (-)

- $\overline{R_c}$: distance réduite du centre d'amorçage avec contournement de la barrière (-)

Pour un mélange hydrogène/air de richesse 0.65 :

$$\overline{t_a} = 0.98815 \cdot \overline{R_c} + 4.50528 \qquad 4\text{-}19$$

Avec : - $\overline{t_a}$: temps d'arrivée réduit de l'onde de pression (-)

- $\overline{R_c}$: distance réduite du centre d'amorçage avec contournement de la barrière (-)

La comparaison entre le temps d'arrivée réduit calculé avec les équations (4-18) et (4-19) et le temps d'arrivée réduit mesuré (Figure 90) montre des écarts relatifs moyens, respectivement de 2.3 % et 2.4 % pour les mélanges stœchiométriques hydrogène/air et de richesse 0.65.

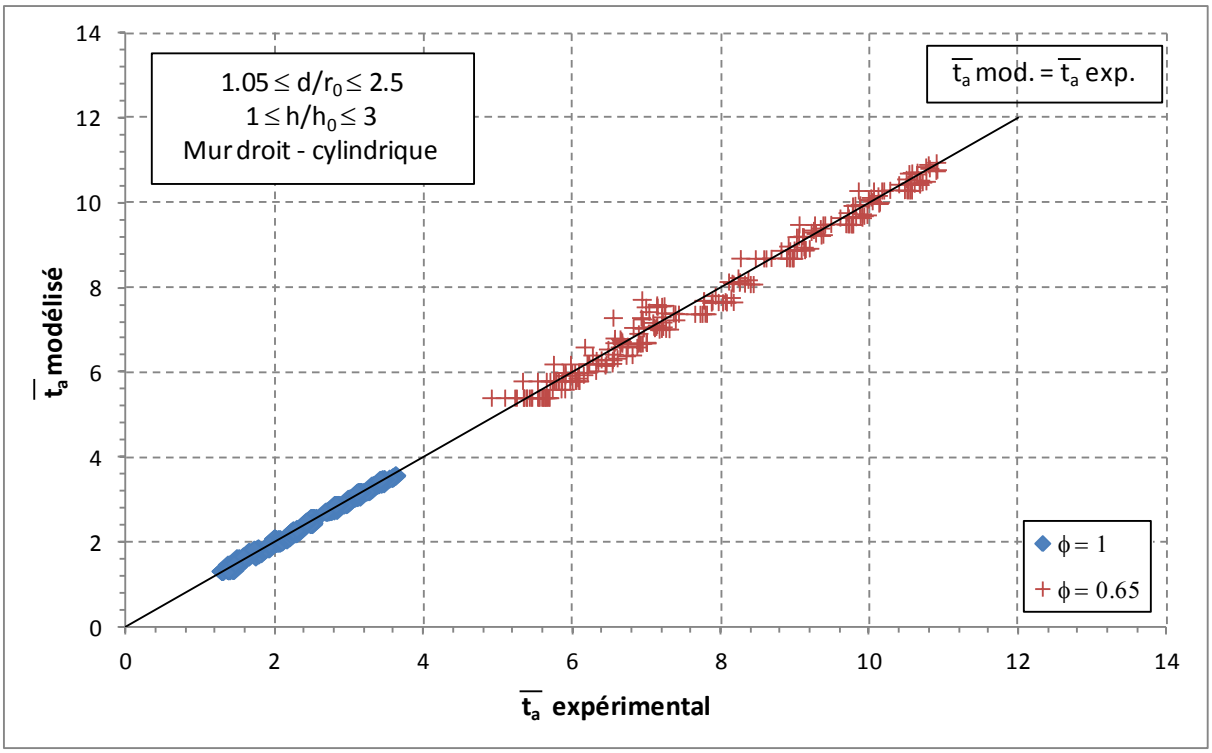


Figure 90 : Temps d'arrivée réduit modélisé par les équations (4-21) et (4-19) comparé au temps d'arrivée réduit expérimental.

4.2.1.3 Conclusion

L'étude du temps d'arrivée de l'onde de pression a permis de mettre en évidence le contournement de la barrière de protection par l'onde de pression. En effet, alors que l'évolution du temps d'arrivée de l'onde de pression en fonction de la distance à l'amorçage est linéaire en champ libre, un retard apparait lorsque cette même donnée est tracée pour une configuration comptant une barrière. La définition d'un chemin de propagation contournant l'obstacle permet de revenir à une loi d'évolution linéaire du temps d'arrivée.

L'impact des caractéristiques du mur est étudié dans un premier temps pour un mélange hydrogène/air stœchiométrique. Dans ce cas, la position du mur et sa forme ont peu d'influence sur

les résultats. Une même loi d'évolution du temps d'arrivée de l'onde de pression est défini pour un mur, quelle que soit sa forme et sa position par rapport à l'amorçage. L'élaboration de ces lois pour les trois hauteurs de barrière a permis de montrer la diminution de la célérité moyenne de l'onde, liée au coefficient directeur de la loi d'évolution, avec la hauteur de la barrière.

Dans le cas d'un mélange pauvre hydrogène-air (ϕ = 0.65), de la même manière que pour une mélange stœchiométrique, le temps d'arrivée de l'onde de pression doit être considéré en fonction de la distance décrite par le parcours de contournement (2). La position de la barrière par rapport au centre d'amorçage, d, n'a pas d'influence sur le temps d'arrivée de l'onde de pression. Il en est de même pour la forme de la barrière. Par contre, alors que la vitesse moyenne d'onde diminue avec la hauteur du mur dans le cas d'un mélange stœchiométrique, elle reste voisine de la célérité du son dans l'air dans le cas du mélange pauvre étudié. Cette valeur est celle atteinte en champ libre pour cette même richesse de mélange. C'est la raison pour laquelle elle ne peut pas diminuer, devant rester supérieure ou égale à la célérité du son dans l'air.

4.2.2 Surpression maximale de l'onde de pression

4.2.2.1 Influence de la position de la barrière

(a) Cas d'un mélange hydrogène / air stœchiométrique (ϕ = 1)

Après le temps d'arrivée de l'onde de pression, le second paramètre étudié est la surpression maximale. Les données étudiées sont, comme précédemment, extraites de signaux relevés à différentes distances, comprises entre 0.22 m et 1.43 m de l'amorçage. Cependant, seules les données correspondant à des capteurs placés en aval du mur sont considérées puisque le but est ici de mesurer l'effet protecteur de la barrière physique. De ce fait, les points de mesure étant fixes et de nombre limité, le nombre de données évolue en fonction de la position du mur par rapport à l'amorçage. Ainsi, plus le mur est éloigné de l'amorçage et plus l'échantillon de points est réduit.

La variable spatiale utilisée pour l'étude de l'impact d'un mur positionné dans le champ d'écoulement d'une déflagration sera la distance directe représentée par le parcours (1) sur la Figure 82. Il est ainsi possible de comparer les résultats obtenus en présence d'un mur avec les résultats obtenus en champ libre afin de quantifier l'effet protecteur du mur. Enfin, les résultats sont tracés pour des grandeurs adimensionnées. Dans le cas présent il s'agit de la surpression maximale réduite, définie par l'équation (4-2), qui adimensionne la surpression maximale par la pression atmosphérique (P_0 = 1.013 bar). La distance du point de mesure de l'amorçage est adimensionnée par l'équation (4-7).

Dans le cas d'un mélange stœchiométrique, le positionnement d'un mur droit dans le champ d'écoulement d'une onde de pression entraîne une modification de l'amplitude du signal de pression mesuré en son aval (Figure 91). Les résultats en champ libre décroissent fortement avec la distance à l'amorçage pour passer d'une valeur de 2.94, mesurée par un capteur placé à une distance réduite de 0.38 (0.22 m), à 0.08 mesurée à une distance de 2.43 (1.43 m) de l'amorçage, soit une diminution

de 97.4 % du niveau initial. En comparaison, les résultats relevés avec mur évoluent de façon moins prononcée. Pour un mur de hauteur $h/h_0 = 2$ et placé à une distance du centre d'amorçage, tel que $d/r_0 = 1.05$ (Figure 91), la pression normalisée mesurée à la distance normalisée 0.38 (0.22 m) de l'amorçage est de 0.12 (0.12 bar) alors qu'elle est de 0.01 (0.01 bar) à 2.43 (1.43 m) de l'amorçage. La baisse est de 16 % sur la distance considérée. La différence concernant l'évolution de l'onde de pression est donc importante entre les deux cas.

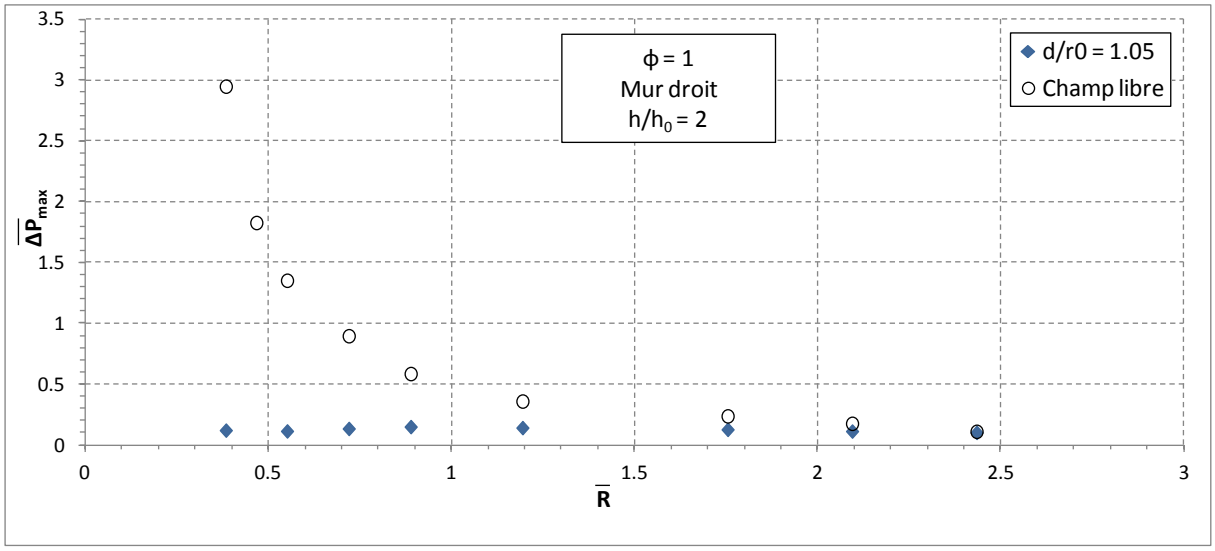


Figure 91 : Surpression maximale normalisée en fonction de la distance réduite en champ libre et en présence d'un mur droit.

La représentation des résultats pour l'ensemble des positions de murs ($1.05 \leq d/r_0 \leq 2.5$), mais sans considérer la configuration champ libre, fait apparaître les faibles variations de surpression observées en aval du mur (Figure 92).

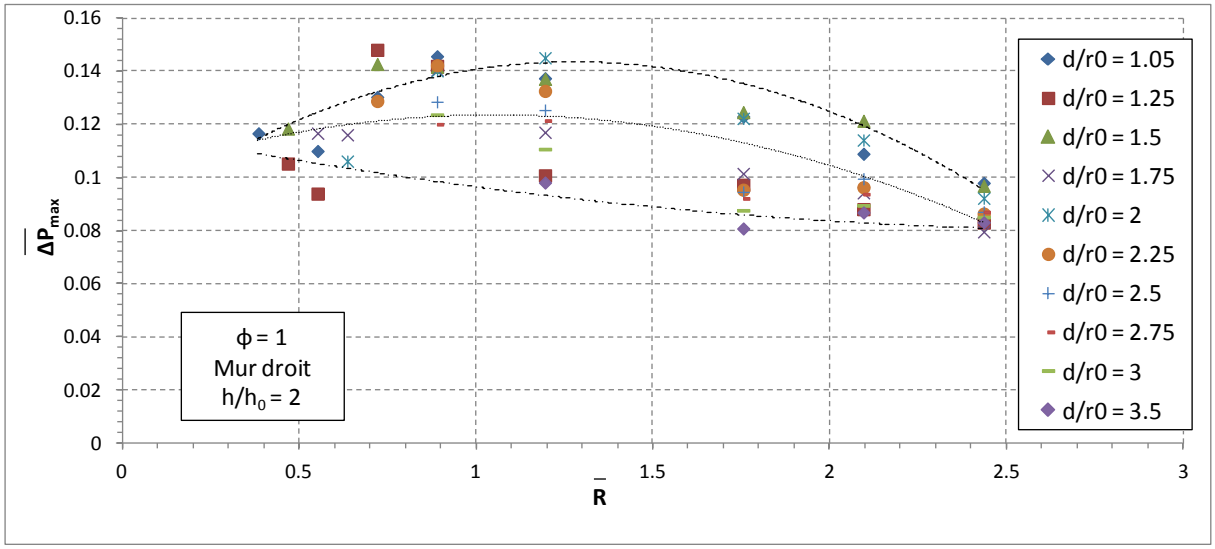


Figure 92 : Mur droit - surpression maximale normalisée en fonction de la distance réduite de l'amorçage.

Ces variations s'opèrent suivant le même schéma dans toutes les configurations. Une première phase ascendante de la surpression maximale est observée juste derrière le mur puis, après avoir atteint un

maximum, la surpression maximale décroit avec la distance. Le maximum de cette évolution est atteint en majorité pour des distances réduites comprises entre 0.72 et 0.89 (entre 0.42 m et 0.52 m). Cette distance semble être indépendante de la position de mur. Par exemple, le maximum de la surpression maximale observée en aval du mur est atteint à une distance de 0.89 (0.52 m) de l'amorçage pour les deux configurations $d/r_0 = 1.05$ et $d/r_0 = 2.25$. De plus, les résultats obtenus dans des configurations où tous les capteurs en aval du mur sont placés à des positions supérieures ou égales à 0.89 (0.52 m), ne présentent pas la première phase d'évolution. Par exemple, le cas du mur tel que $d/r_0 = 3$. Dans cette configuration, le premier capteur en aval est placé à 0.89 de l'amorçage (0.52 m) et à cette distance, la surpression maximale mesurée majore toutes celles obtenues pour des positions plus en aval. En effet, une surpression maximale de 0.12 est mesurée à une distance de 0.89 (0.52 m) de l'amorçage alors qu'une surpression de 0.01 est mesurée à une distance de l'amorçage de 1.20 (0.70 m).

La dispersion des résultats varie en fonction du point de mesure. Elle atteint son maximum pour le point de mesure situé à une distance réduite de 1.75 (1.03 m) de l'amorçage. En ce point, les résultats prennent la valeur moyenne de 0.10 ± 21 %. La dispersion moyenne sur l'ensemble des points est de 23.5 %. La dispersion des points augmente avec la distance à l'amorçage à cause de la baisse en amplitude de la pression. Il est possible de décrire l'évolution de la surpression réduite en aval de la barrière pour l'ensemble des positions de mur, tout en prenant en considération la dispersion des résultats, en définissant une courbe moyenne et des courbes enveloppes décrivant les résultats minimums et maximums (Figure 92). Ces courbes sont des polynômes de degré 2 d'équations :

Pour les valeurs moyennes :

$$\overline{\Delta P_{max}} = -0.0212 \cdot \overline{R}^2 + 0.0446 \cdot \overline{R} + 0.1 \qquad 4\text{-}20$$

Pour les valeurs minimales :

$$\overline{\Delta P_{max}} = 0.0047 \cdot \overline{R}^2 - 0.0268 \cdot \overline{R} + 0.1186 \qquad 4\text{-}21$$

Et pour les valeurs maximales :

$$\overline{\Delta P_{max}} = -0.036 \cdot \overline{R}^2 + 0.092 \cdot \overline{R} + 0.0846 \qquad 4\text{-}22$$

Avec : - $\overline{\Delta P_{max}}$: surpression maximale réduite (-)

- $\overline{R}$: distance réduite entre le point de mesure et l'amorçage (-), pour $0.38 \leq \overline{R} \leq 2.43$

Afin de comparer les surpressions mesurées en aval du mur (Figure 92) avec les données obtenues en champ libre, le coefficient d'atténuation de pression défini équation (4-2) est tracé en fonction de la distance à l'amorçage (Figure 93). Le coefficient d'atténuation progresse de façon croissante avec la distance par rapport au centre d'amorçage. Ainsi, le minimum du coefficient d'atténuation est calculé à une distance de 0.38 (0.22 m) de l'amorçage et est égal à 0.04. Le niveau maximum moyen calculé à 2.43 de l'amorçage (1.43 m) vaut quant à lui 1.07.

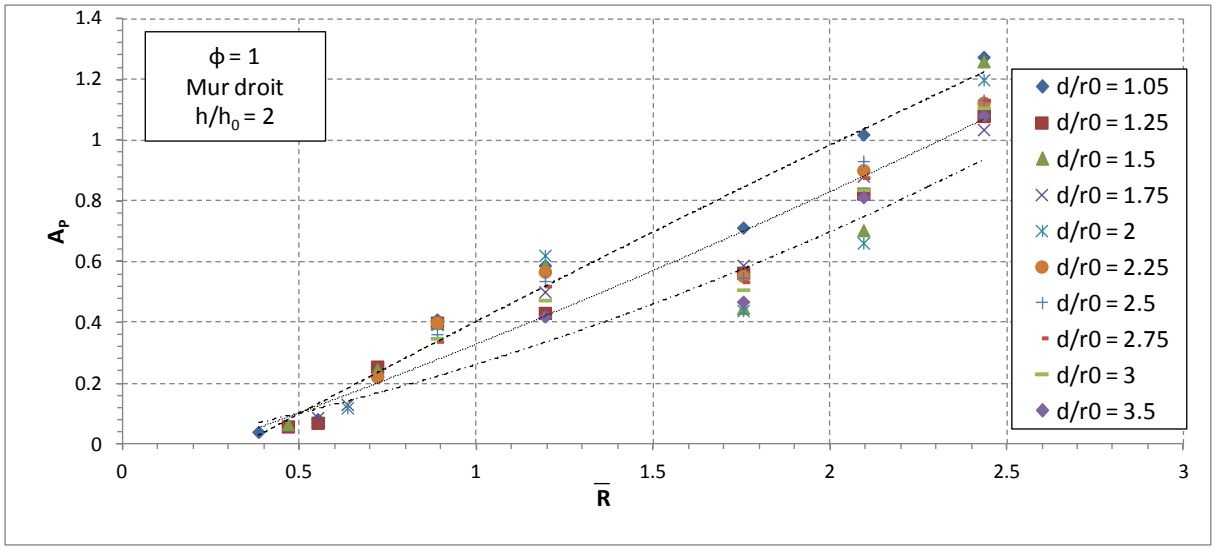


Figure 93 : Mur droit - atténuation de la surpression en fonction de la distance réduite de l'amorçage.

L'évolution de ce coefficient pour toutes les positions de mur d'une hauteur donnée (h/h_0 = 2) montre une faible dispersion des données, surtout en champ proche ($\overline{R}$ < 1.19, i.e. R < 0.70 m). En effet la dispersion des résultats pour une distance de 0.89 (0.52 m) est de $\pm$ 8 % autour de la valeur moyenne 0.23. Par contre pour le capteur le plus éloigné, placé à 2.43 (1.43 m) de l'amorçage, la dispersion atteint $\pm$ 10 %. Cet écart peut s'expliquer par les faibles niveaux de surpression mesurés en champ lointain, à la fois en champ libre et dans une configuration avec mur, qui entraîne une erreur relative de mesure plus importante. Au sein du nuage de points, les séries associées à chacune des positions de mur ne sont pas ordonnées (Figure 93). Aucune influence de la position de la barrière ne s'illustre donc dans la représentation du coefficient d'atténuation de pression dans cette configuration expérimentale.

Ainsi l'évolution moyenne des résultats expérimentaux (Figure 93) peut être décrite par une loi polynomiale d'ordre 2 et encadrée par deux courbes enveloppes. Les équations de ces dernières sont :

Pour l'évolution moyenne :

$$A_P = 0.0334 \cdot \overline{R}^2 + 0.401 \cdot \overline{R} - 0.1062 \qquad 4\text{-}23$$

Pour le seuil minimum :

$$A_P = 0.0775 \cdot \overline{R}^2 + 0.204 \cdot \overline{R} - 0.1062 \qquad 4\text{-}24$$

Pour le seuil maximum :

$$A_P = -0.018 \cdot \overline{R}^2 + 0.6338 \cdot \overline{R} - 0.213 \qquad 4\text{-}25$$

Avec : - A_P : atténuation de la surpression maximale (-)

- $\overline{R}$: distance réduite entre le point de mesure et l'amorçage (-), pour $0.38 \leq \overline{R} \leq 2.43$

Les faibles écarts dans les résultats de pression et, à plus forte raison, d'atténuation, illustre le fait que la position de la barrière n'a donc pas une grande influence sur son effet protecteur dans le cas d'un mur droit et de l'utilisation d'un mélange hydrogène/air stœchiométrique.

Dans le cas d'un mur cylindrique, les résultats en termes de surpression maximale sont représentés sans rapporter les valeurs obtenues en champ libre afin de faciliter la comparaison des résultats entre eux (Figure 94).

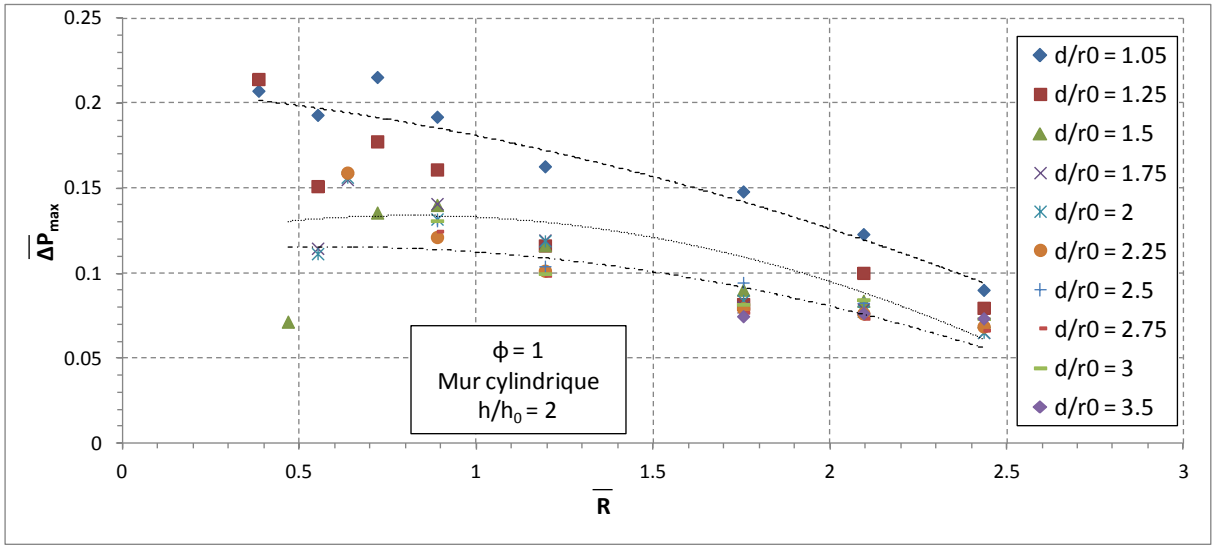


Figure 94 : Mur cylindrique - surpression maximale normalisée en fonction de la distance réduite.

Comme pour le mur droit, la surpression maximale évolue en aval du mur en deux temps. Une première phase d'augmentation jusqu'à une valeur maximale située entre 0.64 et 0.89 (0.37 m et 0.52 m) de l'amorçage et une seconde phase de décroissance. La principale différence avec les cas du mur droit est la particularité des cas $d/r_0 = 1.05$ et $d/r_0 = 1.25$. Ces deux configurations comportent les murs cylindriques dont les rayons sont les plus proches du dispositif d'accélération de flamme. Respectivement 0.0075 m et 0.0375 m séparent la barrière du volume de gaz pour ces deux positionnements. Contrairement au mur droit, le mur cylindrique crée un confinement important lorsqu'il est situé proche de la charge gazeuse. Cela induit une interaction plus importante avec la flamme.

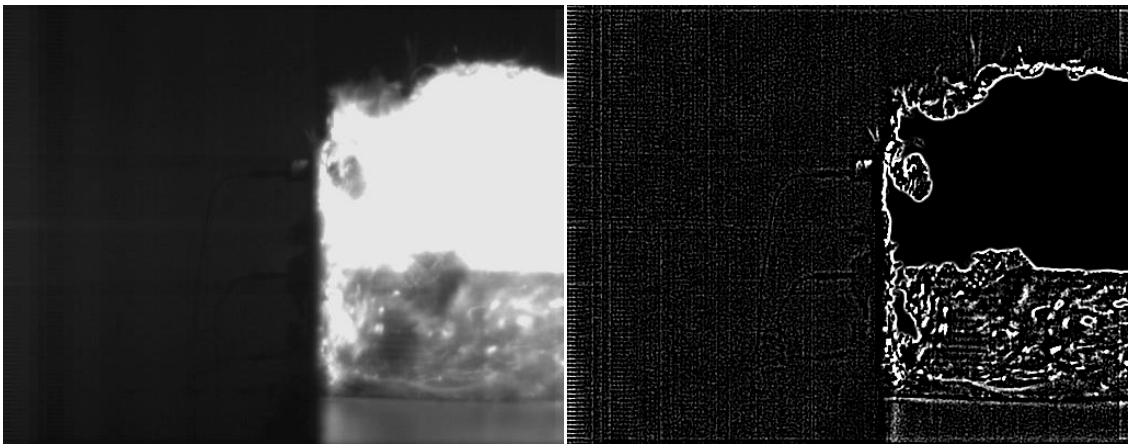


Figure 95 : Interaction d'une flamme hydrogène/air ($\phi = 1$) avec un mur droit ($h/h_0 = 2$, $d/r_0 = 1.05$). Image source (à gauche) et retouchée avec un filtre Laplacien (à droite).

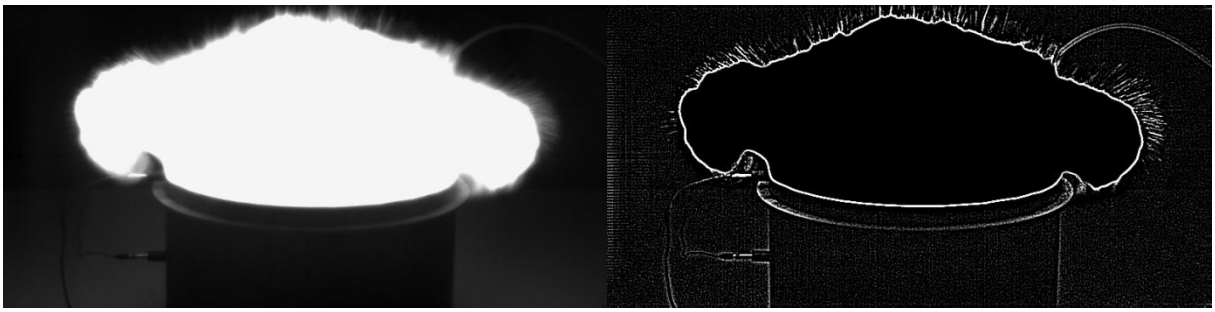


Figure 96 : Interaction d'une flamme hydrogène/air (ϕ = 1) avec un mur cylindrique (h/h_0 = 2, d/r_0 = 1.05). Image source (à gauche) et retouchée avec un filtre Laplacien (à droite).

Dans le cas d'un mur droit (Figure 95), la flamme ne contourne pas le mur de protection, elle s'arrête nette à son niveau. Par contre, dans le cas d'un mur cylindrique (Figure 96), le confinement conditionne l'évacuation des gaz de combustion vers le haut. La flamme atteint dans ce cas une hauteur plus importante qui lui permet de contourner la barrière. Ce phénomène explique la valeur de surpression plus importante pour les premiers capteurs en aval du mur cylindrique dans le cas d'une position proche de la charge explosive (d/r_0 = 1.05 et d/r_0 = 1.25).

Les résultats obtenus avec un mur cylindrique témoignent d'une faible dispersion : 4.2 % à une distance réduite de 0.89 (0.52 m) de la source d'amorçage. La dispersion moyenne atteint quant à elle la valeur de 19.7 %. Comme pour le cas du mur droit, il est possible de décrire la progression de la surpression maximale réduite en aval du mur en fonction de la distance réduite à la source d'amorçage par une loi polynomiale de degré 2 et d'encadrer les résultats expérimentaux par deux courbes enveloppe du même type (Figure 94). Les équations des courbes ainsi obtenues sont :

Pour les valeurs moyennes :

$$\overline{\Delta P_{max}} = -0.0278 \cdot \overline{R}^2 + 0.0454 \cdot \overline{R} + 0.1153 \qquad 4\text{-}26$$

Pour les valeurs minimales :

$$\overline{\Delta P_{max}} = -0.0172 \cdot \overline{R}^2 + 0.0198 \cdot \overline{R} + 0.1098 \qquad 4\text{-}27$$

Pour les valeurs maximales :

$$\overline{\Delta P_{max}} = -0.013 \cdot \overline{R}^2 - 0.0158 \cdot \overline{R} + 0.2096 \qquad 4\text{-}28$$

Avec : - $\overline{\Delta P_{max}}$: surpression maximale réduite (-)

- $\overline{R}$: distance réduite entre le point de mesure et l'amorçage (-), pour $0.38 \leq \overline{R} \leq 2.43$

Ces relations montrent l'indépendance des résultats par rapport à la distance entre la barrière et la position d'amorçage, dans le cas de l'absence d'interaction de la barrière avec la flamme.

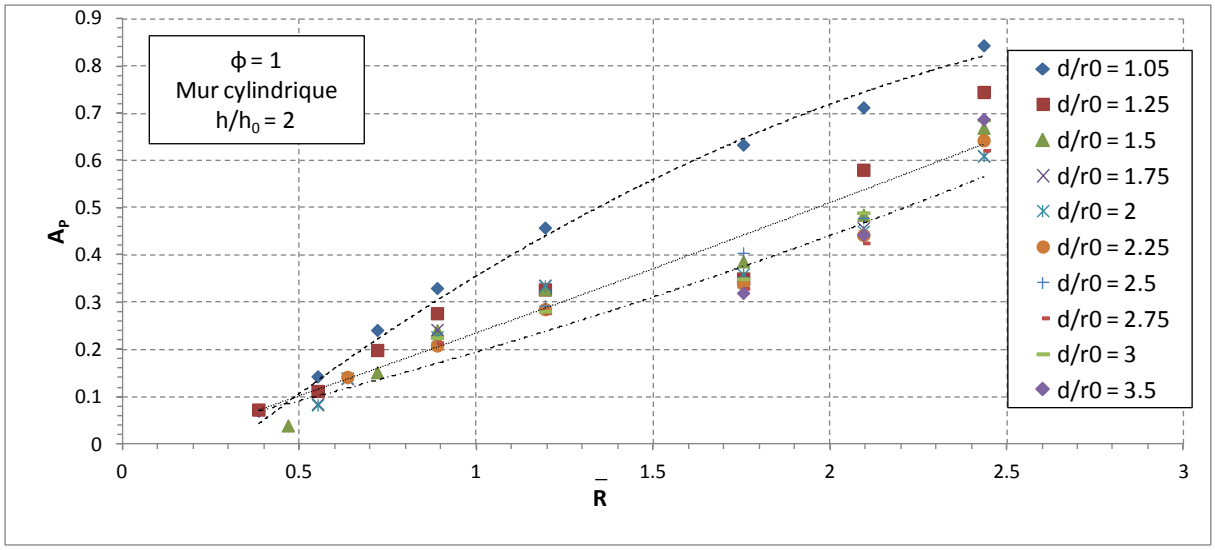


Figure 97 : Mur cylindrique - atténuation de la surpression en fonction de la distance réduite.

La diminution de l'effet du mur avec la distance est représentée Figure 97 par l'évolution du coefficient d'atténuation en fonction de la distance à l'amorçage. Comme il a été montré dans l'étude de la surpression (Figure 96), les cas des murs placés à $d/r_0 = 1.05$ et $d/r_0 = 1.25$ surestiment le coefficient d'atténuation calculés en aval de barrière. Ainsi, à une distance de 0.89 (0.52 m), les barrières positionnées tel que $d/r_0 > 1.25$ prennent pour valeur de coefficient d'atténuation moyenne 0.23 avec une dispersion de $\pm$ 7.5 %. Les valeurs prises pour les deux murs les plus proches de la source sont respectivement de 0.33 et de 0.28 pour $d/r_0 = 1.05$ et pour $d/r_0 = 1.25$. Cela représente une augmentation par rapport à la valeur moyenne obtenue avec les autres murs, plus éloignés du terme source, respectivement de 22 % et de 46 %.

En considérant uniquement les murs les plus éloignés de la source ($d/r_0 > 1.25$), l'impact de la position du mur est faible comme le montre le coefficient de dispersion de 7.5 % calculé précédemment pour la distance 0.89 (0.52 m) de l'amorçage. Dans ces configurations, le coefficient d'atténuation minimum est obtenu à la distance 0.47 (0.27 m) de l'amorçage et prend la valeur de 0.04. Le coefficient d'atténuation maximal s'élève quant à lui à 0.65, mesuré à une distance de 2.43 de l'amorçage (1.43 m) avec une dispersion de $\pm$ 6.0 %. Comme précédemment, l'évolution du coefficient d'atténuation peut être décrite par les équations suivantes :

Pour l'évolution moyenne :

$$A_P = -0.0067 \cdot \bar{R}^2 + 0.2558 \cdot \bar{R} - 0.0281 \qquad 4\text{-}29$$

Pour le seuil minimum :

$$A_P = -0.0274 \cdot \bar{R}^2 + 0.1645 \cdot \bar{R} + 0.0023 \qquad 4\text{-}30$$

Pour le seuil maximum :

$$A_P = -0.0894 \cdot \bar{R}^2 + 0.6318 \cdot \bar{R} - 0.1875 \qquad 4\text{-}31$$

Avec : - A_P : l'atténuation de la surpression maximale (-)

- $\overline{R}$: la distance réduite entre le point de mesure et l'amorçage (-), pour $0.38 \leq \overline{R} \leq 2.43$

A_P	Valeur minimale	Valeur à 0.89 (0.52 m) de l'amorçage	Valeur maximale
Mur droit	0.04	0.23	0.82
Mur cylindrique	0.04	0.23	0.65
Ecart relatif (%)	0	0	20.7

Tableau 36 : Coefficient d'atténuation de pression pour les deux formes de mur pour un mélange hydrogène/air de richesse $\phi = 0.65$ et une hauteur de barrière $h/h_0 = 2$.

Afin de mesurer l'impact de la forme du mur sur son effet protecteur, la comparaison est faite entre les coefficients d'atténuation obtenus avec un mur droit et ceux obtenus avec un mur cylindrique. Le coefficient d'atténuation de la surpression minimum mesurée en aval de la barrière est le même pour les deux murs : 0.04. Par contre, la valeur maximale diffère pour les deux formes de mur. Elle atteint 0.82 ± 10 % à une distance de 2.43 (1.43 m) de la source d'amorçage pour le mur droit contre 0.65 ± 6 % à la même distance pour le mur cylindrique. L'écart entre les deux valeurs s'élève de 20 % mais est à nuancer par l'écart de mesure entre les valeurs mesurées pour les différentes positions de mur dans les deux configurations. Par contre, pour un point de mesure placé à 0.89 (0.52 m) de l'amorçage, le coefficient d'atténuation est identique et égal à 0.23 pour les deux formes de barrière.

Ainsi, à richesse 1 et pour une hauteur de mur donnée, la position de la barrière aussi bien que sa forme ne jouent pas un rôle déterminant sur l'atténuation en son aval. Cependant, dans le cas d'un mur cylindrique de hauteur $h/h_0 = 2$, il a été montré qu'un positionnement trop rapproché de la barrière provoque un confinement de la flamme tel que les écoulements de gaz de combustion, projetés vers le haut, engendrent un contournement de la barrière par la flamme. Dans ce cas de figure, les valeurs de surpressions et donc les coefficients d'atténuation sont plus élevés en aval. L'effet protecteur du mur est donc amoindri. De façon générale, pour une configuration donnée, plus on s'éloigne de la barrière, moins celle-ci est efficace. Cependant, l'atténuation de la surpression, A_P, reste inférieure à 1.

(b) Cas d'un mélange pauvre hydrogène / air ($\phi = 0.65$)

Dans le cas d'un mélange pauvre, la réactivité est plus faible qu'à la stœchiométrie et les niveaux de surpressions mesurés sont donc moins importants.

À une distance de 0.92 (0.22 m), la surpression adimensionnée mesurée en champ libre est de 0.22 pour $\phi = 0.65$ alors qu'elle est de 2.94 pour $\phi = 1$ à une distance réelle égale (0.22 m équivalent à 0.38 en distance normalisée). Comme dans le cas d'un mélange stœchiométrique (Figure 91), les surpressions mesurées en aval d'un mur de protection sont bien plus faibles que celles observées en champ libre dans le cas d'utilisation d'un mélange pauvre. La décroissance rapide de la surpression

maximale en champ libre, suivant une loi puissance, couplée à une faible évolution de la surpression en aval d'un mur a pour conséquence un écart de valeur important juste en aval du mur qui décroît avec la distance de l'amorçage.

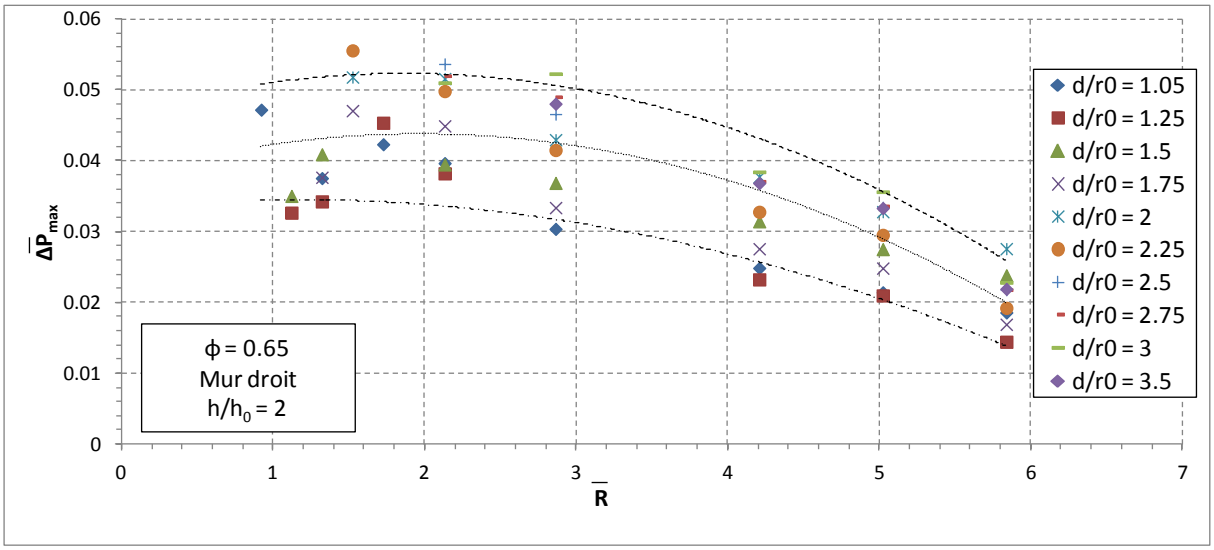


Figure 98 : Mur droit - surpression maximale normalisée en fonction de la distance réduite.

Pour les configurations avec mur droit à ϕ = 0.65 (Figure 98), la même tendance d'évolution est observée en aval du mur par rapport aux résultats avec un mélange hydrogène/air stœchiométrique. Sur une première distance, la surpression relevée croît avec la distance jusqu'à atteindre un maximum local. Puis, dans un second temps, la surpression décroît avec la distance de l'amorçage. Le maximum local est observé pour une distance comprise entre 1.52 (0.37 m) et 1.73 (0.42 m) de l'amorçage. Il s'agit du même intervalle, bien que plus réduit, que celui identifié pour un mélange stœchiométrique.

La dispersion des résultats est ici assez importante. À titre d'illustration, elle atteint $\pm$ 24.6 % à une distance de 4.2 (1.03 m), de l'amorçage. Les résultats semblent s'ordonner suivant un ordre logique. Plus un mur est proche de la source et plus la surpression mesurée en aval du mur à un point de mesure donnée sera faible. Cependant l'amplitude assez faible des signaux rend l'interprétation difficile.

Malgré la dispersion des résultats (Figure 98), il est possible de décrire leur évolution moyenne par une loi polynomiale de degré 2 et de les encadrer par deux relations de la même forme. Les équations ainsi obtenues sont :

Pour l'évolution moyenne :

$$\overline{\Delta P_{max}} = -0.0016 \cdot \overline{R}^2 + 0.0053 \cdot \overline{R} + 0.0376 \qquad 4\text{-}32$$

Pour le seuil minimum :

$$\overline{\Delta P_{max}} = -0.00009 \cdot \overline{R}^2 + 0.0021 \cdot \overline{R} + 0.0334 \qquad 4\text{-}33$$

Pour le seuil maximum :

$$\overline{\Delta P_{max}} = -0.0017 \cdot \overline{R}^2 + 0.0062 \cdot \overline{R} + 0.0465 \qquad 4\text{-}34$$

Avec : - $\overline{\Delta P_{max}}$: la surpression maximale réduite (-)

- $\overline{R}$: la distance réduite entre le point de mesure et l'amorçage (-), pour $0.92 \leq \overline{R} \leq 5.84$

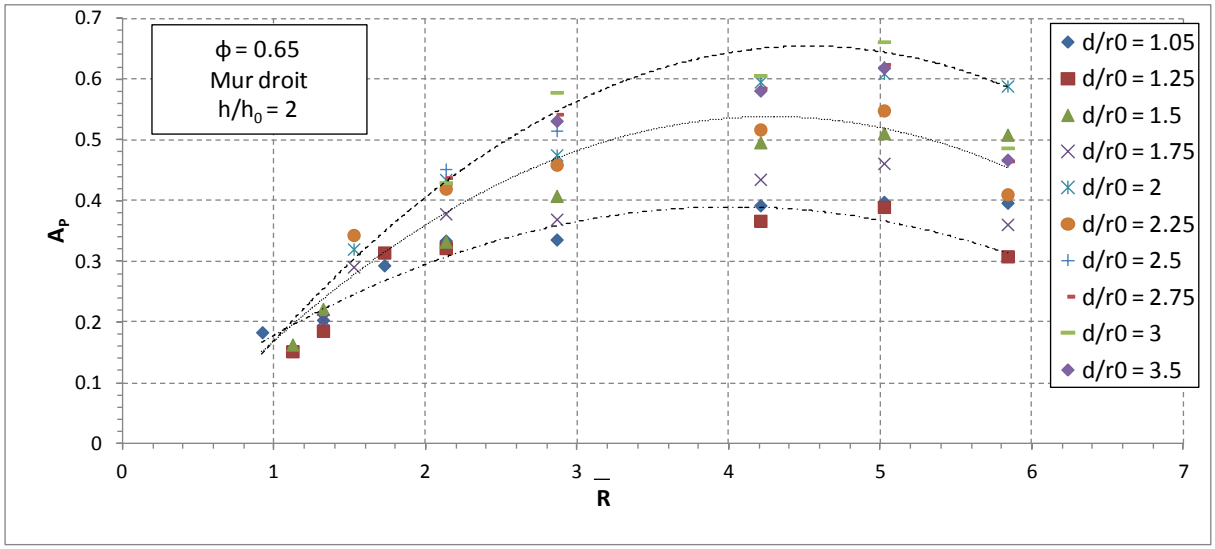


Figure 99 : Mur droit - atténuation de la surpression en fonction de la distance réduite.

Le coefficient d'atténuation augmente avec la distance de l'amorçage pour un mélange de richesse 0.65 et un mur droit (Figure 99). Cependant, comme il a été observé par l'étude des surpressions maximales (Figure 98), une certaine disparité existe entre toutes les distances de mur, les valeurs les plus basses du coefficient de surpression étant obtenues pour les murs les plus proches de la source d'amorçage. L'évolution du coefficient d'atténuation est rapide dans un premier temps jusqu'à sa stabilisation à une valeur seuil en champ lointain. L'écart, souvent négatif, des valeurs au dernier capteur, placé à une distance de 5.84 (1.43 m) de la source, par rapport aux capteurs précédent est due aux très faibles niveaux de pression mesurés ($\Delta P_{max} \approx 0.02$ bar) comparés à des niveaux tout aussi faibles mesurés en champ libre ($\Delta P_{max} = 0.03$ bar).

La valeur minimale du coefficient d'atténuation de surpression relevée dans cette configuration est de 0.15, relevée à une distance réduite 1.12 (0.27 m) de la source d'amorçage avec un mur positionné à $d/r_0 = 1.25$. La valeur maximale est obtenue pour une distance de 5.02 (1.23 m) de la source d'amorçage et est comprise entre 0.39 et 0.62 pour une valeur moyenne de 0.54 (dispersion de $\pm$ 21.3 %). À une distance réduite 2.13 (0.52 m) de la source d'amorçage, le coefficient d'atténuation prend des valeurs comprises entre 0.32 et 0.45 pour une moyenne de 0.39 (dispersion de $\pm$ 16.7 %).

L'évolution moyenne des résultats expérimentaux (Figure 99) peut être décrite par une loi polynomiale d'ordre 2 et encadrée par deux courbes enveloppes. Les équations de ces dernières sont :

Pour l'évolution moyenne :

$$A_P = -0.0344 \cdot \overline{R}^2 + 0.2941 \cdot \overline{R} - 0.091 \quad \text{4-35}$$

Pour le seuil minimum :

$$A_P = -0.0232 \cdot \overline{R}^2 + 0.1863 \cdot \overline{R} + 0.015 \quad \text{4-36}$$

Pour le seuil maximum :

$$A_P = -0.039 \cdot \overline{R}^2 + 0.353 \cdot \overline{R} - 0.1444 \quad \text{4-37}$$

Avec : - A_P : l'atténuation de la surpression maximale (-)

- $\overline{R}$: la distance réduite entre le point de mesure et l'amorçage (-), pour $0.92 \leq \overline{R} \leq 5.84$

A_P	Valeur minimale	Valeur à 0.89 (0.52 m) de l'amorçage	Valeur maximale
$\phi = 1$	0.04	0.23	0.82
$\phi = 0.65$	0.15	0.39	0.54
Ecart relatif (%)	31.8	10.3	20.3

Tableau 37 : Coefficient d'atténuation de pression pour les deux richesses de mélange hydrogène/air dans le cas d'un mur droit de hauteur $h/h_0 = 2$.

Pour mesurer l'influence de la richesse sur les résultats en termes d'atténuation, il est possible de comparer les données obtenues à la stœchiométrie (Figure 93) à celles obtenues pour un mélange pauvre (Figure 99). Concernant le coefficient minimum calculé, il était de 0.04 dans le cas d'un mélange stœchiométrique. Il est inférieur d'un facteur 3.75 à la valeur de 0.15 obtenue pour le mélange pauvre (Tableau 37). Par contre en champ lointain, la valeur maximale obtenue dans le cas du mélange stœchiométrie est de 0.82. Elle est supérieure à la valeur moyenne obtenue avec un mélange pauvre qui est de 0.54 (écart de 34 %). Pour la distance intermédiaire de 0.52 m, équivalent en échelle normalisée à 0.89 pour le mélange stœchiométrique et 2.13 pour le mélange pauvre, la valeur obtenue pour la richesse pauvre (0.39) est de 69 % supérieure à celle obtenue à la stœchiométrie (0.23). L'inversement de l'ordre des valeurs entre le champ proche et le champ lointain s'opère donc après la distance de 0.52 m. Ce phénomène s'explique par l'augmentation rapide et continue du coefficient d'atténuation dans le cas d'une richesse unitaire (Figure 93) contrairement à l'augmentation plus lente et amortie dans le cas d'un mélange pauvre.

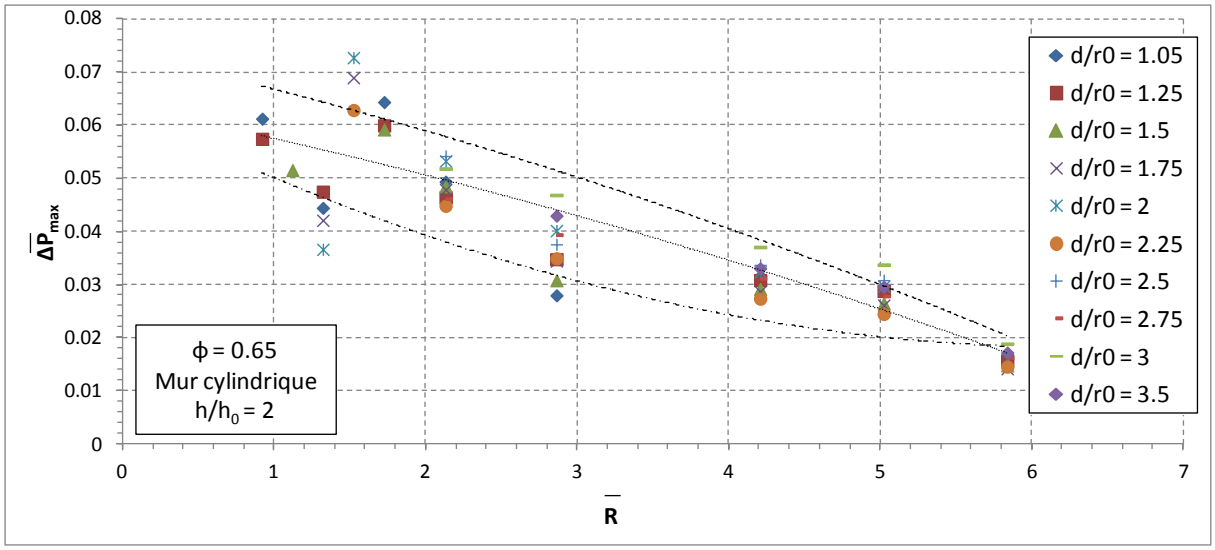


Figure 100 : Mur cylindrique - surpression maximale normalisée en fonction de la distance réduite.

Dans le cas du mur cylindrique, les mêmes observations peuvent être faites que pour le mur droit. La surpression maximum atteint la valeur d'un maximum local en aval du mur dans un intervalle de distance réduite par rapport à l'amorçage s'étendant de 1.52 et 1.73 (0.37 m et 0.42 m). Les résultats sont moins dispersés (15.1 % à une distance de 4.2 – 1.03 m contre 24.6 % à cette même distance pour un mur droit). Les courbes enveloppes et moyenne qui décrivent leur évolution ont pour équations :

Pour l'évolution moyenne :

$$\overline{\Delta P_{max}} = -0.0004 \cdot \overline{R}^2 - 0.0057 \cdot \overline{R} + 0.0636 \qquad 4\text{-}38$$

Pour le seuil minimum :

$$\overline{\Delta P_{max}} = +0.0011 \cdot \overline{R}^2 - 0.0057 \cdot \overline{R} + 0.0636 \qquad 4\text{-}39$$

Pour le seuil maximum :

$$\overline{\Delta P_{max}} = -0.0005 \cdot \overline{R}^2 - 0.0064 \cdot \overline{R} + 0.0736 \qquad 4\text{-}40$$

Avec : - $\overline{\Delta P_{max}}$: la surpression maximale réduite (-)

- $\overline{R}$: la distance réduite entre le point de mesure et l'amorçage (-), pour $0.92 \leq \overline{R} \leq 5.84$

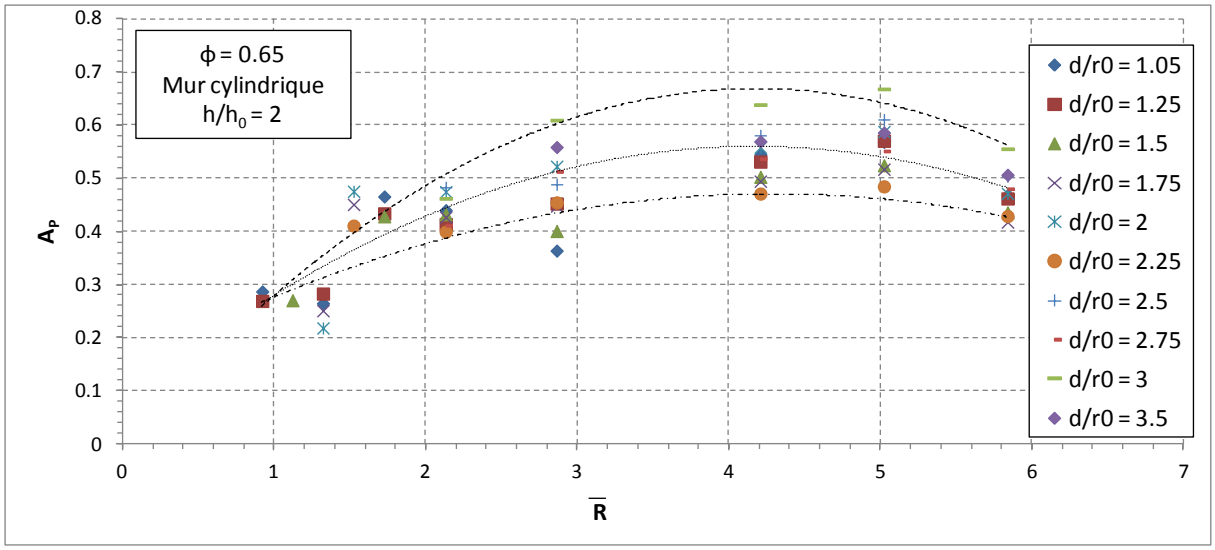


Figure 101 : Mur cylindrique - atténuation de la surpression en fonction de la distance réduite de l'amorçage.

Dans le cas du mur cylindrique à richesse 0.65, le coefficient d'atténuation augmente avec la distance à l'amorçage (Figure 101). La valeur minimale relevée est de 0.22 à une distance de 1.32 (0.32 m) de l'amorçage. Elle a été obtenue avec un mur caractérisé par $d/r_0 = 2$. La valeur maximale est quant à elle relevée à une distance de 5.02 (1.23 m) de l'amorçage. Elle est comprise dans l'intervalle [0.48 ; 0.67] centré sur la valeur moyenne de 0.57. Cela représente un écart de $\pm$ 16.7 % autour de la valeur moyenne. A une distance de 2.13 (0.52 m), le coefficient de surpression prend la valeur moyenne de 0.43, comprise dans l'intervalle [0.40 ; 0.48] formé par les valeurs extrêmes relevées en ce point. La dispersion autour de ce point est donc de $\pm$ 9.3 %.

Comme précédemment, l'évolution du coefficient d'atténuation peut être décrite par les équations suivantes :

Pour l'évolution moyenne :

$$A_P = -0.028 \cdot \bar{R}^2 + 0.233 \cdot \bar{R} + 0.0743 \qquad 4\text{-}41$$

Pour le seuil minimum :

$$A_P = -0.018 \cdot \bar{R}^2 + 0.1541 \cdot \bar{R} + 0.1401 \qquad 4\text{-}42$$

Pour le seuil maximum :

$$A_P = -0.0386 \cdot \bar{R}^2 + 0.3223 \cdot \bar{R} - 0.0047 \qquad 4\text{-}43$$

Avec : - A_P : l'atténuation de la surpression maximale (-)

- $\bar{R}$: la distance réduite entre le point de mesure et l'amorçage (-), pour $0.92 \leq \bar{R} \leq 5.84$

La comparaison entre les deux formes de mur pour un mélange de richesse 0.65 et de hauteur de mur $h/h_0 = 2$ peut se faire sur ces trois valeurs. Ainsi, la valeur minimale du coefficient d'atténuation

de pression pour le mur droit (0.15) est légèrement inférieure à celui obtenu pour le mur cylindrique (0.22). Les valeurs maximales diffèrent quant à elles d'un écart de 5.6 % entre la valeur de 0.54 obtenue pour un mur droit et celle de 0.57 obtenue avec un mur cylindrique. Enfin, à une distance de 2.13 (0.52 m), l'écart entre les valeurs obtenues pour les deux murs (0.39 pour le mur droit et 0.43 pour le mur cylindrique) s'élève à 10.3 %.

Dans le cas d'un mélange de richesse 0.65, à hauteur de mur fixée et pour différentes positions de mur, une dispersion plus importante des résultats a été observée par rapport au mélange stœchiométrique, principalement en champ lointain où les niveaux de surpression sont faibles. Par exemple, à une distance de 1.43 m des électrodes (distance normalisée de 2.43 à la stœchiométrie et 5.83 pour un mélange pauvre), dans le cas d'un mur cylindrique, la dispersion calculée à la stœchiométrie est de 6.0 % contre 14.6 % pour un mélange de richesse 0 .65. Enfin, la forme du mur n'a pas une grande influence sur les résultats en termes de surpression mesurés en son aval.

4.2.2.2 Influence de la hauteur de la barrière

(a) Cas d'un mélange hydrogène / air stœchiométrique ($\phi = 1$)

Après avoir étudié l'influence du positionnement de la barrière sur l'effet protecteur mesuré en son aval, la hauteur de la barrière est considérée. Dans la partie précédente, il a été constaté qu'une barrière placée à proximité du nuage combustible pouvait modifier significativement les valeurs de surpression mesurées en aval du mur. Ceci est dû au confinement généré par la barrière. Cela peut engendrer le contournement de l'obstacle par la flamme, à plus forte raison si la barrière est cylindrique car cette forme de barrière épouse celle du terme source. De ce fait, deux positions de mur seront retenues ici : $d/r_0 = 1.05$ et $d/r_0 = 1.5$. La première est la distance la plus proche du terme source et permettra de constater l'effet de confinement. La seconde valeur est utilisée comme témoin d'une configuration usuelle, sans effet de confinement induit. Le mur est tout de même considéré suffisamment près pour avoir un nombre important de capteurs en aval du mur. En plus de ces deux positions de mur, la courbe des résultats moyennés sur toutes les positions de murs pour une forme, une hauteur de mur et un mélange combustible donnés est tracée pour toutes les hauteurs de barrières.

Dans le cas d'un mur droit (Figure 102), la surpression maximale en aval du mur dépend grandement de sa hauteur. Par exemple, dans le cas du mur distant de $d/r_0 = 1.5$, pour une distance réduite de 0.89 (0.52 m), la surpression atteinte avec un mur de hauteur $h/h_0 = 1$ est de 0.41 (0.41 bar) contre 0.14 (0.14 bar) pour $h/h_0 = 2$ et 0.08 (0.08 bar) pour $h/h_0 = 3$. Cela représente respectivement 70 %, 24 % et 14 % de la surpression mesurée en ce point en champ libre.

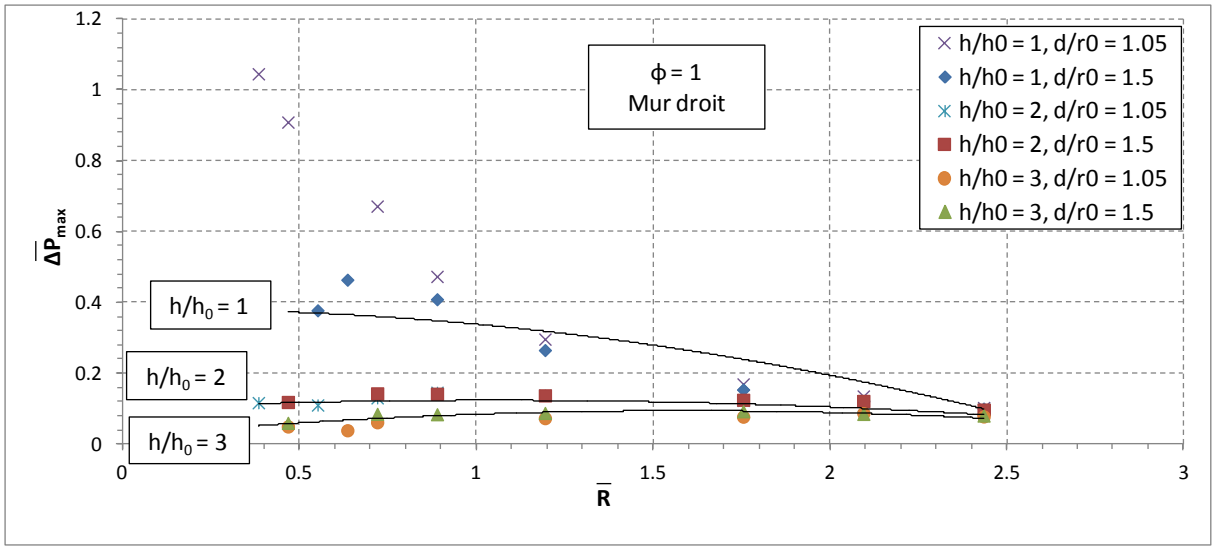


Figure 102 : Mur droit - surpression maximale en fonction de la distance réduite.

Une certaine correspondance des résultats entre les deux positions de murs est observable (Figure 102), mais seulement lorsque la hauteur h du mur est strictement supérieure à h_0. En effet, pour des distances réduites à l'amorçage de 0.72 (0.42 m) et 2.09 (1.23 m) par exemple, les valeurs de surpressions mesurées sont respectivement pour les deux positions de murs d/r_0 = 1.05 et d/r_0 = 1.5 : 0.13 (0.13 bar) et 0.14 (0.14 bar) pour h/h_0 = 2 et 0.06 et 0.08 pour h/h_0 = 3. Cela représente respectivement un écart de 7 % et de 25 %. Le second écart est à relativiser avec le faible niveau de surpression mesuré. Par contre, dans le cas d'un mur de hauteur égale à celle du terme source (h/h_0 = 1), des écarts plus importants sont constatés. Cette disparité s'amoindrit avec la distance à l'amorçage. Elle est impossible à quantifier précisément en champ proche puisque les points de mesures ne sont pas identiques. Ceci est dû à la différence de position du mur. Par contre, elle est possible à quantifier en champ lointain, à une distance de 2.43 de l'amorçage (1.43 m) par exemple, où l'écart entre les valeurs obtenues pour les deux murs de hauteur h/h_0 = 1 est de 2.8 %.

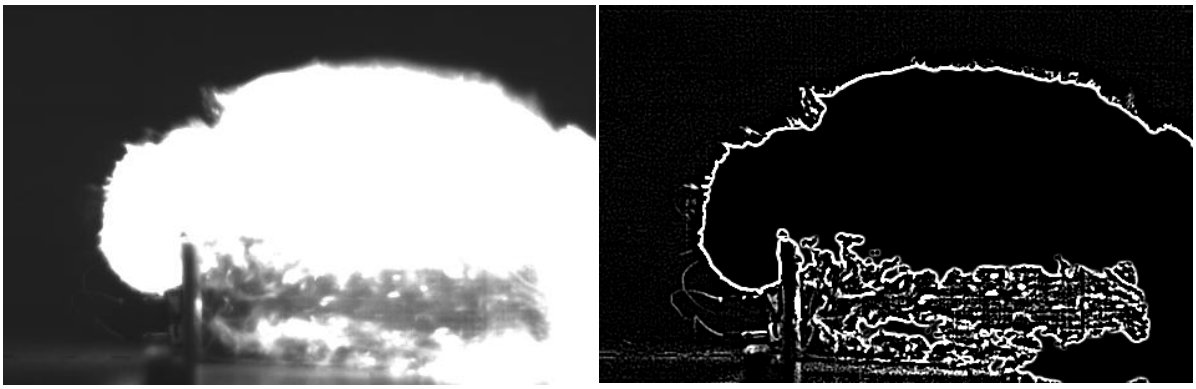


Figure 103 : Interaction d'une flamme hydrogène/air (ϕ = 1) avec un mur droit (h/h_0 = 1, d/r_0 = 1.05). Image source (à gauche) et retouchée avec un filtre Laplacien (à droite).

Cet écart peut s'expliquer de la même manière que l'écart trouvé précédemment entre les résultats de surpression mesurés juste en aval d'un mur placé près de la source et d'un autre plus distant de la source d'amorçage (Figure 95). La flamme qui peut passer par-dessus un mur de hauteur h/h_0 = 2 (Figure 96) peut, de la même manière et à plus forte raison, contourner un mur de plus petite

dimension. La Figure 103 montre la flamme passer par-dessus un mur droit de hauteur $h/h_0 = 1$ placé à $d/r_0 = 1.05$ du terme source. Dans le cas de ce mur, la flamme atteint des positions beaucoup plus basses en aval du mur que pour le cas d'un mur de hauteur $h/h_0 = 2$. Pour cette dernière hauteur, dans le cas d'un mur droit (Figure 95), la flamme ne passait pas au-dessus du mur. Dans le cas du mur cylindrique par contre, la flamme atteignait le premier capteur monté en haut du mur. Ce dernier est placé à 0.008 m du bord supérieur du mur, et donc à 0.192 m du sol. Dans le cas du mur droit de hauteur $h/h_0 = 1$ (Figure 103), la flamme atteint la partie supérieure du capteur placé à mi-hauteur du mur, donc à la fois à 0.05 m de la partie supérieure et du banc expérimental.

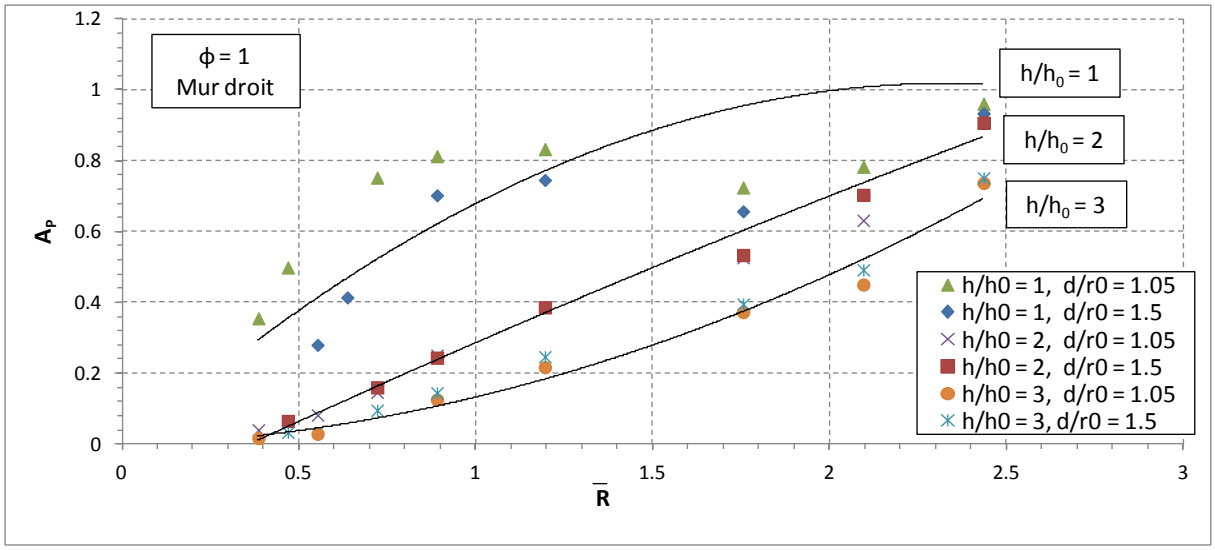


Figure 104 : Mur droit - atténuation de la surpression en fonction de la distance réduite.

La comparaison avec les données en champ libre se réalise en considérant le coefficient d'atténuation A_P. Dans le cas du mur droit (Figure 104), le coefficient d'atténuation est, dans toutes les configurations, plus faible juste derrière le mur. Ainsi, en comparant le coefficient d'atténuation de surpression pour les capteurs placés aux extrémités de l'intervalle d'étude d'un mur de hauteur $h/h_0 = 3$ placé à $d/r_0 = 1.05$ de la source d'amorçage, la valeur de 0.017 est mesurée à une distance de 0.38 (0.22 m) contre 0.751 à 2.43 (1.43 m). Cela représente un facteur 44 entre les deux coefficients. Comme il a été remarqué dans l'étude de la surpression (Figure 102), la hauteur du mur a un impact significatif sur son effet protecteur. Dans le cas d'un mur placé à une distance $d/r_0 = 1.5$ du centre d'amorçage et pour une distance de mesure de 0.89 (0.52 m), le coefficient de pression prend les valeurs 0.70, 0.25 et 0.14 respectivement pour des hauteurs de mur $h/h_0 = 1$, $h/h_0 = 2$ et $h/h_0 = 3$ (Tableau 38). La hauteur du mur a donc un impact positif sur l'effet protecteur. L'écart entre les valeurs d'atténuation pour chacun des murs varie avec la distance de l'amorçage puisque l'évolution des données n'est pas la même. En effet, alors que l'évolution est quasi linéaire pour les deux plus grandes hauteurs, le coefficient d'atténuation pour $h/h_0 = 1$ augmente rapidement jusqu'à atteindre un plateau autour de 0.8 à partir d'une distance à l'amorçage comprise entre 0.89 et 1.19 (0.52 m et 0.70 m). En champ lointain, les valeurs de surpression se rapprochent des valeurs obtenues en champ libre avec un coefficient d'atténuation de 0.93 pour $h/h_0 = 1$, 0.91 pour $h/h_0 = 2$ et 0.74 pour $h/h_0 = 3$ à une distance de 2.43 (1.43 m) et pour un mur positionné tel que $d/r_0 = 1.5$

(Tableau 38). L'ordre des valeurs est conservé avec ce qui était observé à une distance de 0.89 (0.52 m).

Coefficient A_P	Distance réduite de l'amorçage (distance en m)		
h/h_0	0.38 (0.22 m)	0.89 (0.52 m)	2.43 (1.43 m)
1	-	0.70	0.93
2	-	0.25	0.91
3	0.017	0.14	0.74

Tableau 38 : Coefficients d'atténuation de pression pour un mur droit placé à $d/r_0 = 1.5$ de l'amorçage. Mélange hydrogène/air stœchiométrique.

Enfin, comme constaté dans la partie précédente, la position du mur n'a que peu d'impact sur les résultats expérimentaux. Par exemple, pour un point d'étude placé à 0.89 de l'amorçage (0.52 m), les écarts observés entre les différents résultats sont respectivement de 15.7 %, 2.8 % et 13.1 % pour $h/h_0 = 1$, $h/h_0 = 2$ et $h/h_0 = 3$. Par contre, en champ proche ($d/r_0 < 0.89$), l'écart est plus important en raison du contournement du mur par la flamme.

Pour un mur cylindrique, les résultats en termes de surpression maximale sont tracés pour chacune des hauteurs de mur pour les deux mêmes distances que précédemment, à savoir $d/r_0 = 1.05$ et $d/r_0 = 1.5$ (Figure 105).

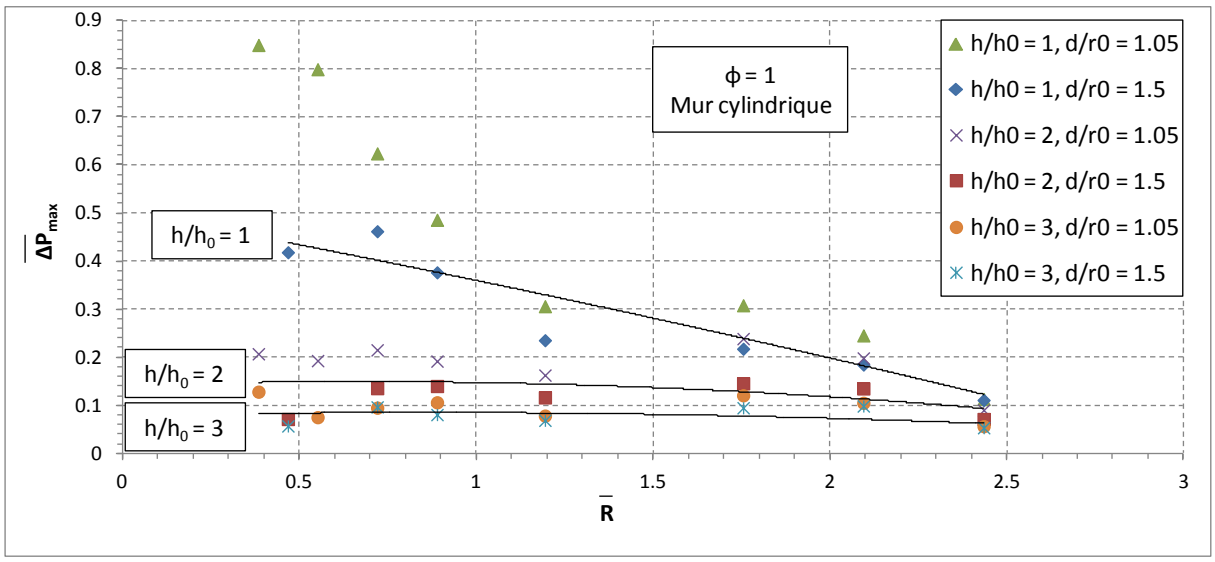


Figure 105 : Mur cylindrique - surpression maximale réduite en fonction de la distance réduite.

Comme dans le cas d'un mur droit, l'atténuation de pression en aval de la barrière dépend de sa hauteur. Par exemple, à une distance de 0.89 (0.52 m) de l'amorçage pour une barrière caractérisée par son positionnement à $d/r_0 = 1.5$, la surpression maximale normalisée est respectivement 0.38 (0.38 bar), 0.14 (0.14 bar) et 0.08 (0.08 bar) pour les trois hauteurs de barrières $h/h_0 = 1$, $h/h_0 = 2$ et $h/h_0 = 3$. Ainsi, plus la hauteur du mur est importante et plus la pression mesurée en aval de la barrière est faible. Pour les deux murs de plus grande hauteur, la surpression varie peu avec la distance. Par contre, dans le cas du mur de faible hauteur, l'évolution suit une forte décroissance comme il est possible d'observer en champ libre. La décroissance est caractéristique de la faible hauteur du mur. Celle-ci est plus marquée dans le cas du mur placé à proximité du terme source. En

effet, la valeur maximale de pression atteinte derrière le mur est plus importante dans le cas du mur placé à d/r_0 = 1.05 que celle pour le mur placé à d/r_0 = 1.5 (Figure 105). La surpression dans la configuration la plus confinée avoisine le double de la seconde à une distance de 0.47 (0.27 m) de l'amorçage (0.42 pour d/r_0 = 1.5 et une valeur comprise entre 0.80 et 0.85 pour d/r_0 = 1.05). Dans le premier cas (Figure 106), la flamme passe par-dessus le mur et atteint le capteur placé au centre du mur, à 0.05 m de sa base. Le second cas (Figure 107) représente la distance limite jusqu'à laquelle la flamme atteint la barrière puisque le rayon maximal de flamme, Rf_{max}, à richesse 1 est égal à 0.25 m ($1.5 < Rf_{max}/r_0 = 1.67 < 1.75$) la flamme atteint le bord haut du mur en atteignant tout juste le premier capteur placé à 8 mm de son bord supérieur (Figure 106).

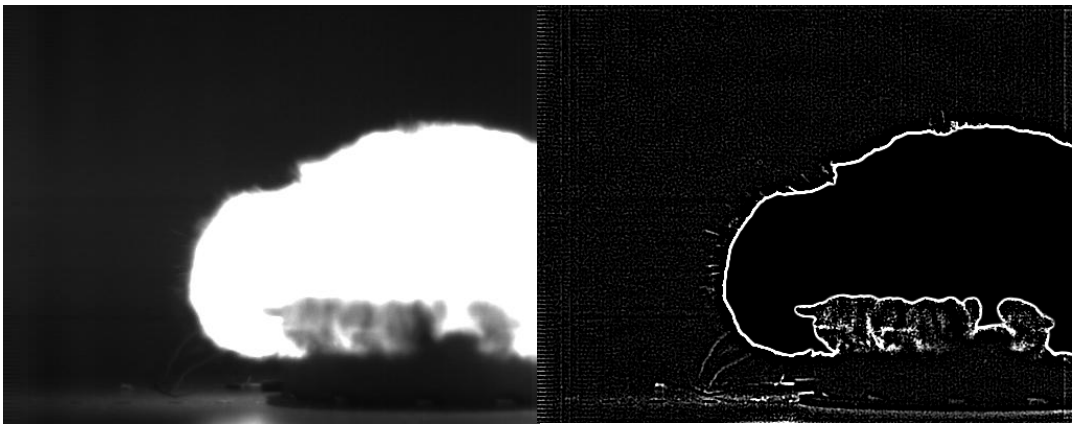


Figure 106 : Interaction d'une flamme hydrogène/air (ϕ = 1) avec un mur cylindrique (h/h_0 = 1, d/r_0 = 1.05). Image source (à gauche) et retouchée avec un filtre Laplacien (à droite).

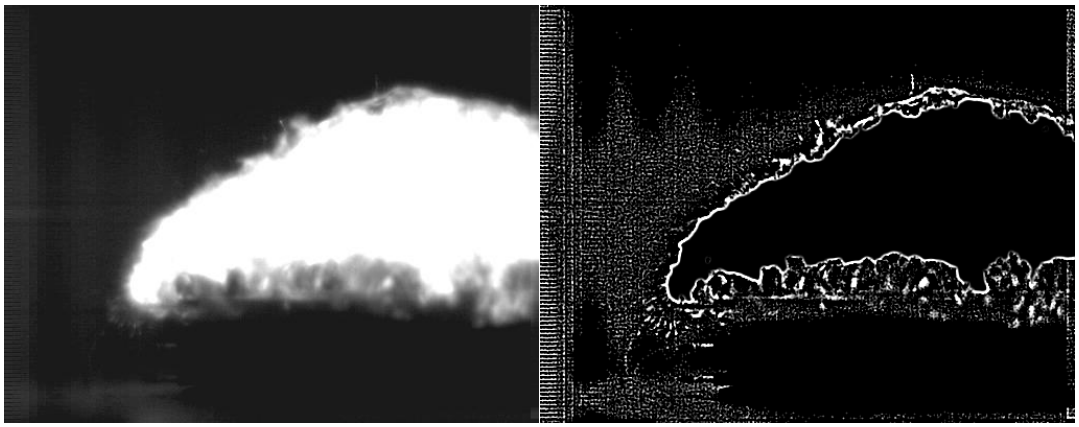


Figure 107 : Interaction d'une flamme hydrogène/air (ϕ = 1) avec un mur cylindrique (h/h_0 = 1, d/r_0 = 1.5). Image source (à gauche) et retouchée avec un filtre Laplacien (à droite).

En considérant maintenant les résultats en champ libre, il est possible de mieux quantifier l'impact du mur sur la surpression mesurée en son aval. Dans le cas d'un mur cylindrique (Figure 108), le coefficient d'atténuation est inversement lié à la hauteur du mur, étant donné que la surpression maximale est elle-même inversement liée à la hauteur du mur (Figure 108). Par exemple, pour un mur placé à d/r_0 = 1.5 de l'amorçage, les valeurs prises par le coefficient d'atténuation à une distance 0.88 (0.52 m) sont respectivement 0.65, 0.24 et 0.11 pour des hauteurs h/h_0 = 1, h/h_0 = 2 et h/h_0 = 3.

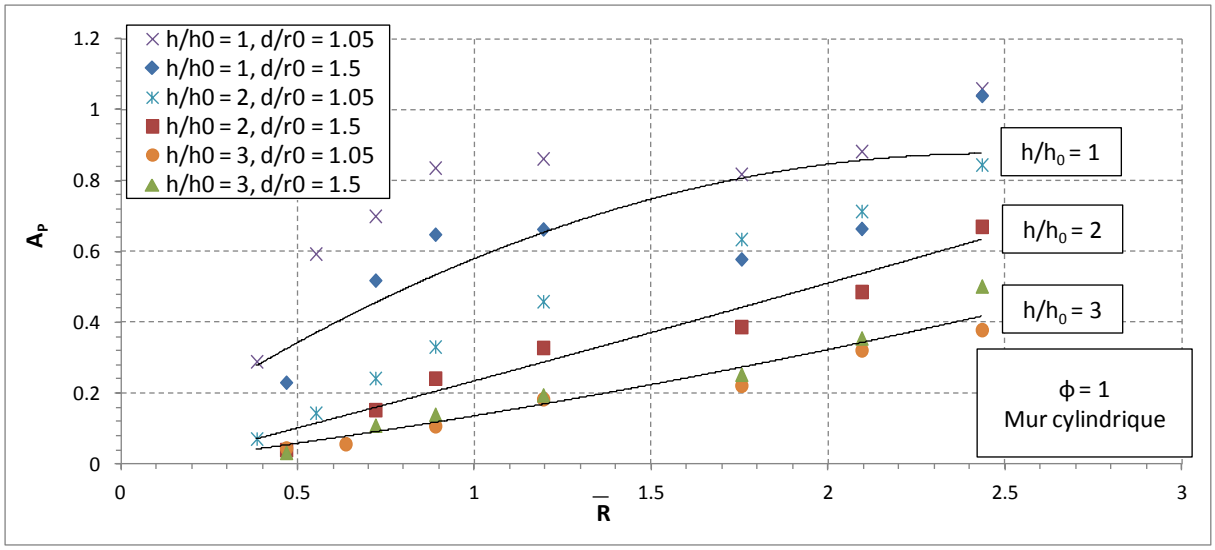


Figure 108 : Mur cylindrique - atténuation de la surpression en fonction de la distance réduite.

Le coefficient d'atténuation augmente avec la distance. Ceci s'explique par la faible variation de la surpression observée en aval des murs en fonction de la distance à l'amorçage (Figure 108) et de la décroissance rapide de la surpression en champ libre. Les valeurs minimales du coefficient d'atténuation de pression, relevées à une distance de 0.47 (0.27 m) de l'amorçage et pour un mur positionné à $d/r_0 = 1.5$ de l'amorçage, prennent les valeurs 0.23, 0.04 et 0.03 respectivement pour les murs de hauteurs h/h_0 =1, h/h_0 = 2 et h/h_0 =3. Les valeurs maximales sont quant à elles relevées à une distance de 2.43 (1.43 m) de la source d'amorçage. Elles sont égales à 1.04, 0.67 et 0.50 pour un mur placé à $d/r_0 = 1.5$ de l'amorçage, respectivement pour $h/h_0 = 1$, $h/h_0 = 2$ et $h/h_0 = 3$. L'évolution du coefficient d'atténuation de pression entre ces extrema est quasi-linéaire pour des hauteurs de mur supérieures à la hauteur du terme source. Par contre, pour une hauteur de mur égale à celle du terme source, la progression s'amortit jusqu'à atteindre un palier à partir d'un distance de 0.88 (0.52 m) où la valeur de l'atténuation prend la valeur de 0.84 pour le mur placé au plus près de la source et 0.65 pour l'autre mur. La différence entre les deux valeurs (23 %) s'explique, comme précédemment par la différence de confinement engendré par les deux murs (Figure 106 et Figure 107).

Trois points de mesure sont considérés pour évaluer l'influence de la forme de la barrière sur le coefficient de surpression mesuré en aval du mur : les deux valeurs extrêmes relevés à une distance de 0.47 (0.27 m) et de 2.43 (1.43 m) de l'amorçage. La valeur intermédiaire mesurée à 0.88 (0.52 m) de l'amorçage est aussi analysée afin de témoigner de l'évolution du coefficient en fonction de la distance à l'amorçage. Toutes ces valeurs sont reportées dans le Tableau 39.

Les écarts entre les valeurs obtenues pour les deux formes de mur sont relativement faibles. En considérant la valeur minimale du coefficient d'atténuation, l'écart mesuré est de 3.6 % pour un mur de hauteur $h/h_0 = 1$. Pour les deux murs de plus grande hauteur, l'écart qui est de 33.3 % pour $h/h_0 = 2$ et de 50.0 % pour $h/h_0 = 3$ sont à relativiser par rapport aux faibles valeurs mesurées. À la distance 0.88 (0.52 m) de l'amorçage, des écarts de 7.1 %, 4.0 % et 21 % sont observés respectivement pour les murs de hauteur $h/h_0 = 1$, $h/h_0 = 2$ et $h/h_0 = 3$. Ces valeurs d'écarts montrent encore une fois l'indépendance de la forme du mur sur les niveaux de surpressions observés en aval,

à moins d'un confinement trop important qui engendre un contournement de la barrière par la flamme. Ce confinement est plus important avec le mur cylindrique.

A_P		Valeur minimale (mesurée à 0.47 de l'amorçage)	Valeur à 0.88 (0.52 m) de l'amorçage	Valeur maximale (mesurée à 2.43 de l'amorçage)
Mur droit	$h/h_0 = 1$	0.28	0.70	0.93
	$h/h_0 = 2$	0.06	0.25	0.91
	$h/h_0 = 3$	0.02	0.14	0.74
Mur cylindrique	$h/h_0 = 1$	0.27	0.65	1.04
	$h/h_0 = 2$	0.04	0.24	0.67
	$h/h_0 = 3$	0.03	0.11	0.50

Tableau 39 : Coefficient d'atténuation pour les deux formes et les trois hauteurs de mur pour un mélange stœchiométrique et une position de barrière de $d/r_0 = 1.5$.

(b) Cas d'un mélange pauvre hydrogène / air ($\phi = 0.65$)

Dans le cas du second mélange hydrogène-air étudié, de richesse 0.65, les deux mêmes positions de mur sont considérées : $d/r_0 = 1.05$ et $d/r_0 = 1.5$.

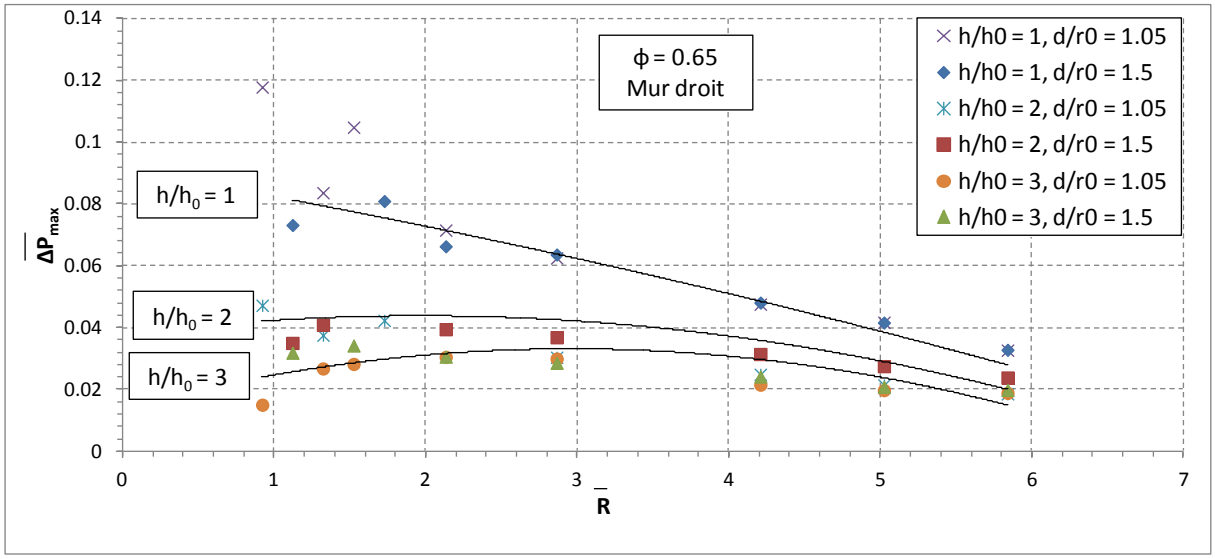


Figure 109 : Mur droit - surpression maximale en fonction de la distance réduite.

La hauteur de la barrière de protection rectiligne a le même impact sur les résultats en termes de surpression en aval de la barrière dans le cas d'un mélange de richesse 0.65 (Figure 109) que dans le cas d'une richesse unitaire (Figure 102), à savoir une hauteur induit une baisse de la surpression maximale en amont de la barrière. Par exemple, à une distance de 2.13 (0.52 m) de l'amorçage, la surpression maximale est égale à 0.07 (0.07 bar), 0.04 (0.04 bar) et 0.03 (0.03 bar) respectivement pour $h/h_0 = 1$, $h/h_0 = 2$ et $h/h_0 = 3$. L'évolution avec la distance est elle aussi identique à celle

observée à la stœchiométrie. La surpression décroît avec la distance après avoir atteint un maximum locale à une distance autour de 1.73 (0.42 m). Les deux positions de mur donnent des valeurs similaires. En comparant les valeurs citées précédemment pour un mur placé à $d/r_0 = 1.5$ et relevées à 0.03 (0.52 m) de l'amorçage avec les valeurs obtenues avec un mur placé à $d/r_0 = 1.05$, il apparait un écart respectif de 7.9 %, 0.5 % et 6.7 %. Dans le cas de $h/h_0 = 1$, en champ proche ($\overline{R} < 2.13$) il est difficile de statuer puisque les points de mesure ne sont pas les mêmes.

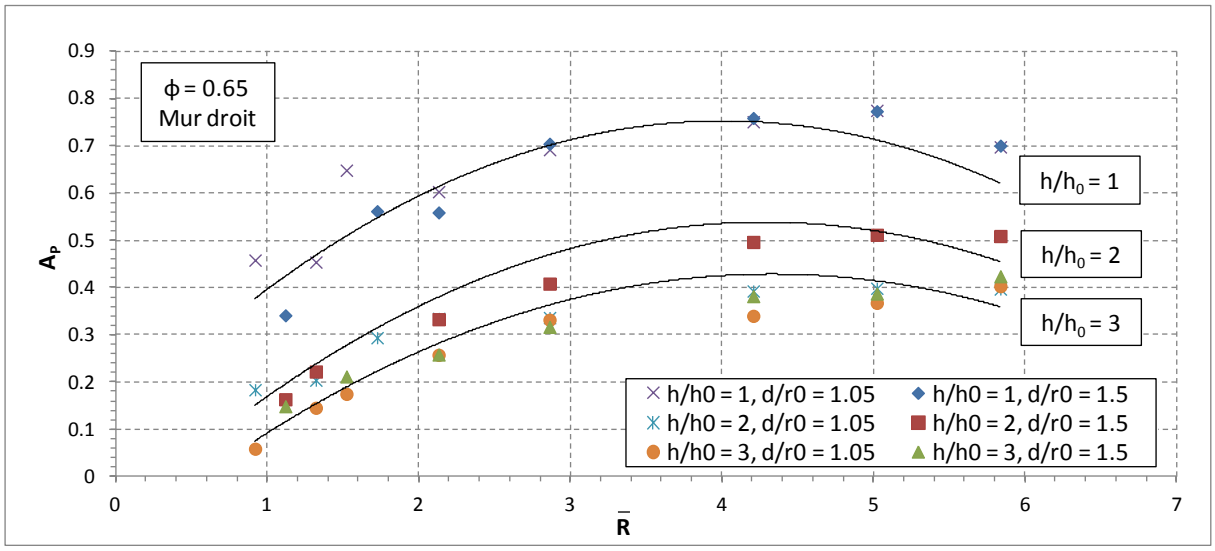


Figure 110 : Mur cylindrique - atténuation de la surpression en fonction de la distance réduite de l'amorçage.

La représentation de l'atténuation confirme l'influence de la hauteur de la barrière et de sa position sur les résultats observés en aval et le peu d'effet de la position du mur sur les résultats. Les niveaux d'atténuations extrêmes seront donc relevés sans considérer une position de mur en particulier. Les niveaux d'atténuation minimum sont atteints juste après la barrière. A cette position, pour un mur placé à $d/r_0 = 1.05$, l'atténuation est de 0.06 dans le cas du mur le plus haut, 0.18 dans le cas du mur médian et enfin 0.46 dans le cas du mur le plus haut. Les valeurs d'atténuation augmentent alors jusqu'à respectivement atteindre les valeurs de 0.40, 0.51 et 0.7 au capteur le plus éloigné de la source, placé à une distance de 5.84 (1.43 m) des électrodes. Pour une distance intermédiaire de 2.13 (0.52 m), les niveaux d'atténuation sont respectivement de 0.26, 0.33 et 0.56 pour un mur placé à $d/r_0 = 1.5$ de la source d'amorçage de hauteur $h/h_0 = 1$, $h/h_0 = 2$ et $h/h_0 = 3$.

A_P		Valeur minimale	Valeur à 0.88 (0.52 m) de l'amorçage	Valeur maximale
$\phi = 0.65$	$h/h_0 = 1$	0.46	0.56	0.70
	$h/h_0 = 2$	0.18	0.33	0.51
	$h/h_0 = 3$	0.06	0.26	0.40
$\phi = 1$	$h/h_0 = 1$	0.28	0.70	0.93
	$h/h_0 = 2$	0.04	0.25	0.91
	$h/h_0 = 3$	0.02	0.14	0.74

Tableau 40 : Coefficients d'atténuation obtenus avec un mur droit pour les trois hauteurs de mur et pour les deux richesses de mélange.

Le Tableau 40 montre les extrema et une valeur intermédiaire du coefficient d'atténuation de pression obtenu avec un mur droit pour les deux richesses de mélange. Il apparait que la valeur minimale du coefficient d'atténuation, relevée juste derrière le mur, est bien plus faible dans le cas de l'utilisation d'un mélange stœchiométrique par rapport au mélange pauvre. Le rapport entre les deux valeurs évolue d'un facteur 3 pour le mur de plus grande hauteur à un facteur 1.6 pour $h/h_0 = 1$. Les différences sont moins marquées concernant le capteur intermédiaire (Tableau 40). Le rapport n'est plus que de 1.86 pour $h/h_0 = 3$. Pour le mur de hauteur $h/h_0 = 1$, la tendance s'inverse même puisque le coefficient d'atténuation est plus grand maintenant dans le cas du mélange stœchiométrique. En champ lointain, la valeur maximale du coefficient d'atténuation est cette fois ci plus élevée dans toutes les configurations de mur dans le cas du mélange stœchiométrique. Une augmentation de 33 % est par exemple observée dans le cas du mur de hauteur $h/h_0 = 1$ entre un mélange pauvre et un mélange stœchiométrique.

Une meilleure protection est donc observée en champ proche pour un mélange stœchiométrique par rapport à un mélange pauvre. Par contre, en champ lointain, la protection de la barrière est plus efficace, relativement aux niveaux de surpression relevés en champ libre, avec le mélange pauvre.

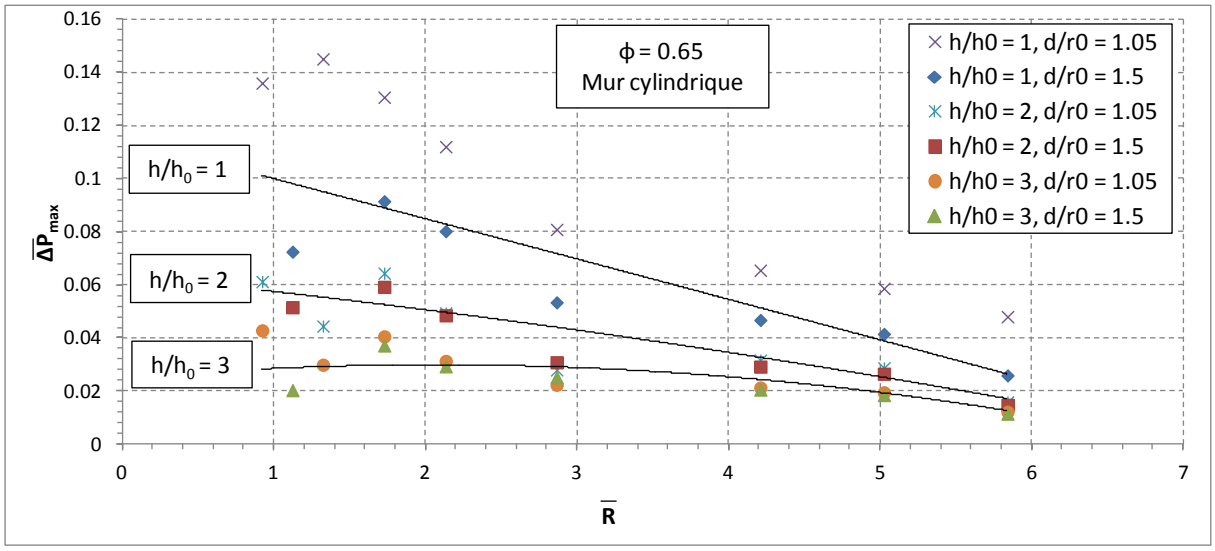


Figure 111 : Mur cylindrique - surpression maximale réduite en fonction de la distance réduite.

Dans le cas d'un mur cylindrique (Figure 111), la hauteur a toujours le même impact sur la surpression maximale, à savoir une plus grande hauteur de mur entraînera des niveaux de surpression plus faibles en aval du mur. Par exemple, pour un mur placé une distance $d/r_0 = 1.5$ de la source d'amorçage, les niveaux de surpression relevés à une distance de 2.13 (0.52 m) sont : 0.08 (0.08 bar), 0.05 (0.05 bar) et 0.03 (0.03 bar). Une décroissance de la surpression est observée après avoir atteint un maximum local à une distance de 1.73 (0.42 m) de l'amorçage. La position de la barrière impacte peu les valeurs de surpressions mesurés en aval du mur, exception faite pour $h/h_0 = 1$. En effet, à une distance de 2.13 (0.52 m) de l'amorçage, les données de surpression mesurées pour un mur disposé à une distance de l'amorçage telle que $d/r_0 = 1.05$ forment un écart de 39.7 %, 1.8 % et 6.9 % respectivement pour $h/h_0 = 1$, $h/h_0 = 2$ et $h/h_0 = 3$. L'écart est conséquent pour le mur de plus faible hauteur.

Même si le mélange pauvre est moins réactif que le mélange stœchiométrique, dans le cas d'un confinement important généré par le mur cylindrique de plus petit diamètre (d/r_0 = 1.05), la flamme contourne tout de même la barrière par le haut (Figure 112). Ceci explique l'écart important observé (39.7 % à une distance de 1.73 de l'amorçage) entre les résultats obtenus pour les deux murs cylindriques considérés.

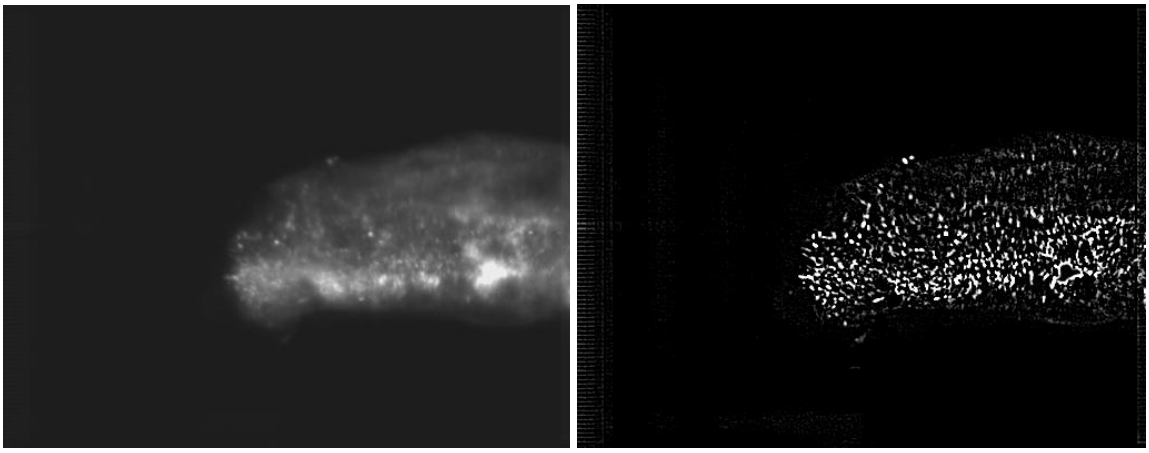


Figure 112 : Interaction d'une flamme hydrogène/air (ϕ = 0.65) avec un mur cylindrique (h/h_0 = 1, d/r_0 = 1.05). Image source (à gauche) et retouchée avec un filtre Laplacien (à droite).

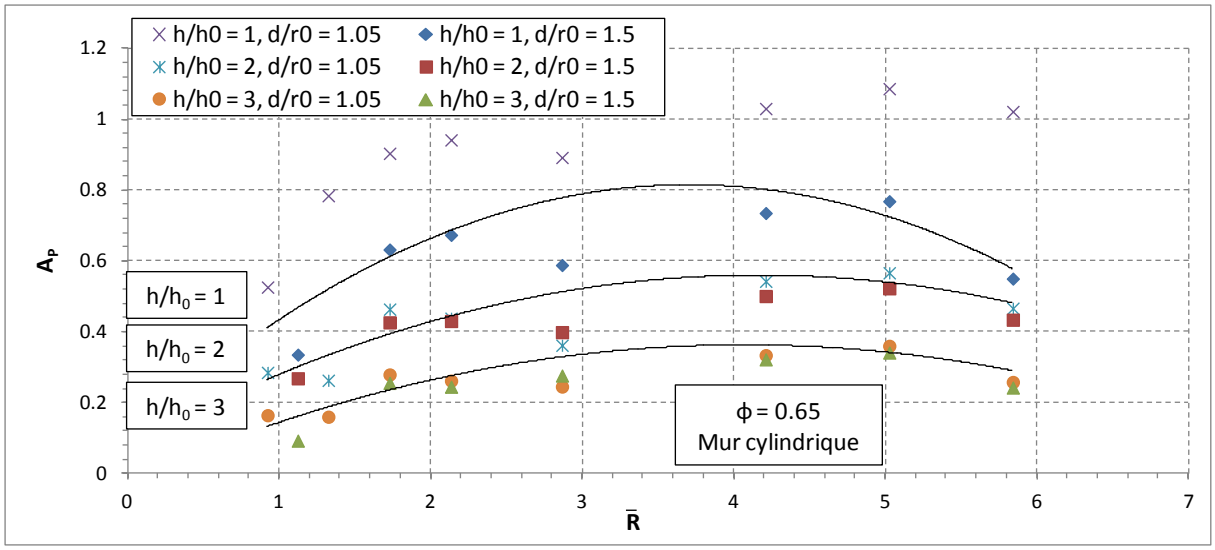


Figure 113 : Mur cylindrique - atténuation de la surpression en fonction de la distance réduite.

Comme indiqué précédemment, la hauteur influe sur le coefficient d'atténuation. Ce dernier est d'autant plus faible que la hauteur du mur augmente. De plus, le coefficient d'atténuation augmente avec la distance en aval du mur (Figure 113). Dans le cas d'un mur cylindrique positionné à une distance d de la source telle que d/r_0 = 1.5, les coefficients d'atténuation juste derrière la barrière, à une distance de 1.12 (0.27 m), prennent les valeurs de 0.34, 0.27 et 0.09 pour des murs respectivement de hauteur h/h_0 = 1, h/h_0 = 2 et h/h_0 = 3. En parallèle les coefficients d'atténuation maximaux sont obtenus à une distance de 5.02 (1.23 m) et prennent les valeurs : 0.77, 0.52 et 0.34 pour des murs de hauteurs h/h_0 = 1, h/h_0 = 2 et h/h_0 = 3. Ces résultats ainsi que ceux relevés à une distance de mesure intermédiaire (2.13 – 0.52 m) sont tabulés aux côtés de ceux obtenus pour un mur droit.

A_P		Valeur minimale	Valeur à 0.88 (0.52 m) de l'amorçage	Valeur maximale
Mur cylindrique	$h/h_0 = 1$	0.34	0.59	0.77
	$h/h_0 = 2$	0.27	0.43	0.52
	$h/h_0 = 3$	0.09	0.25	0.34
Mur droit	$h/h_0 = 1$	0.46	0.56	0.70
	$h/h_0 = 2$	0.18	0.33	0.51
	$h/h_0 = 3$	0.06	0.26	0.40

Tableau 41 : Coefficients d'atténuation obtenus pour un mélange de richesse 0.65 toutes formes et hauteurs de mur considérées.

En champ proche, les résultats obtenus pour un mur de hauteur $h/h_0 = 2$ et $h/h_0 = 3$ sont 50 % supérieurs avec une forme cylindrique par rapport à un mur droit. La tendance est inversée pour le mur de plus petite hauteur où le coefficient de surpression est plus faible dans le cas du mur cylindrique. A mi distance, les résultats sont similaires pour les deux hauteurs extrêmes. Des écarts de 5.3 %, 30.3 % et 3.85 % sont mesurés respectivement pour $h/h_0 = 1$, $h/h_0 = 2$ et $h/h_0 = 3$. En champ lointain les écarts sont tous inférieurs à 15 %, valeur calculée pour $h/h_0 = 3$. Les écarts sont donc relativement faibles, à l'exception des valeurs minimales et des résultats en hauteur intermédiaire à une distance de 0.88 (0.52 m) de l'amorçage. Le dernier cas peut être expliqué par la disparité des résultats (Figure 99) à cette distance entre toutes les positions de mur ($\pm$ 16.7 %). La valeur moyenne calculée en ce point de mesure est de 0.39. L'écart avec la valeur obtenue avec le mur cylindrique (0.43) atteint dès lors la valeur de 10.3 %. Pour le champ proche, l'écart entre les deux jeux de valeurs résulte d'une combinaison entre le léger confinement toujours présent avec le mur de diamètre $d/r_0 = 1.5$ et l'incertitude de mesure.

Les équations des courbes d'évolution moyenne de la surpression maximale réduite et du coefficient d'atténuation de pression en fonction de la distance réduite à l'amorçage sont respectivement regroupées dans les Tableau 42 et Tableau 43. Elles s'appliquent aux trois hauteurs de barrière ($h/h_0 = \{1 ; 2 ; 3\}$), aux deux formes de mur (droit et cylindrique) et aux deux mélanges hydrogène/air (stœchiométrique et de richesse 0.65). Leur domaine de validité est $\overline{R} = [0.38 ; 2.43]$ pour le mélange stœchiométrique et $\overline{R} = [2.92 ; 5.84]$ pour le mélange de richesse 0.65.

$\overline{\Delta P_{max}}$			
Richesse du mélange H_2/air	hauteur du mur	Mur droit	Mur Cylindrique
$\phi = 1$	$h/h_0 = 1$	$-0.0515 \cdot \overline{R}^2 + 0.0106 \cdot \overline{R} + 0.379$	$-0.0088 \cdot \overline{R}^2 - 0.1351 \cdot \overline{R} + 0.5034$
	$h/h_0 = 2$	$-0.0212 \cdot \overline{R}^2 + 0.0446 \cdot \overline{R} + 0.100$	$-0.0178 \cdot \overline{R}^2 + 0.0237 \cdot \overline{R} + 0.1413$
	$h/h_0 = 3$	$-0.0293 \cdot \overline{R}^2 + 0.0929 \cdot \overline{R} + 0.0204$	$-0.0091 \cdot \overline{R}^2 + 0.0155 \cdot \overline{R} + 0.0782$
$\phi = 0.65$	$h/h_0 = 1$	$-0.0004 \cdot \overline{R}^2 - 0.0083 \cdot \overline{R} + 0.0911$	$-0.00003 \cdot \overline{R}^2 - 0.015 \cdot \overline{R} + 0.115$
	$h/h_0 = 2$	$-0.0016 \cdot \overline{R}^2 + 0.0063 \cdot \overline{R} + 0.0376$	$-0.0004 \cdot \overline{R}^2 - 0.0057 \cdot \overline{R} + 0.0636$
	$h/h_0 = 3$	$-0.0022 \cdot \overline{R}^2 + 0.013 \cdot \overline{R} + 0.0138$	$-0.0012 \cdot \overline{R}^2 + 0.005 \cdot \overline{R} + 0.0247$

Tableau 42 : Equations d'évolution de la surpression maximale réduite en fonction de la distance réduite en aval d'un mur.

A_P			
Richesse du mélange H_2/air	hauteur du mur	Mur droit	Mur Cylindrique
ϕ = 1	$h/h_0 = 1$	$-0.1905 \cdot \overline{R}^2 + 0.8896 \cdot \overline{R} - 0.0205$	$-0.1383 \cdot \overline{R}^2 + 0.6816 \cdot \overline{R} + 0.0361$
	$h/h_0 = 2$	$-0.0203 \cdot \overline{R}^2 + 0.4748 \cdot \overline{R} - 0.1687$	$0.0067 \cdot \overline{R}^2 + 0.2558 \cdot \overline{R} - 0.0281$
	$h/h_0 = 3$	$0.1041 \cdot \overline{R}^2 + 0.0329 \cdot \overline{R} - 0.0045$	$0.0214 \cdot \overline{R}^2 + 0.1227 \cdot \overline{R} - 0.0083$
ϕ = 0.65	$h/h_0 = 1$	$-0.0394 \cdot \overline{R}^2 + 0.3157 \cdot \overline{R} + 0.1196$	$-0.052 \cdot \overline{R}^2 + 0.3856 \cdot \overline{R} + 0.1$
	$h/h_0 = 2$	$-0.0344 \cdot \overline{R}^2 + 0.2941 \cdot \overline{R} - 0.091$	$-0.028 \cdot \overline{R}^2 + 0.233 \cdot \overline{R} + 0.0743$
	$h/h_0 = 3$	$-0.0303 \cdot \overline{R}^2 + 0.2627 \cdot \overline{R} - 0.1408$	$-0.0232 \cdot \overline{R}^2 + 0.1891 \cdot \overline{R} - 0.022$

Tableau 43 : Equations d'évolution du coefficient d'atténuation de pression en fonction de la distance réduite en aval d'un mur.

4.2.2.3 Confrontation des résultats d'atténuation aux seuils de surpression réglementaires français.

Afin de vérifier l'utilité des niveaux de protection procurés par les barrières étudiées dans le cadre de la législation française, les coefficients d'atténuations moyens obtenus avec les murs droits de hauteurs $h/h_0 = 1$, $h/h_0 = 2$ et $h/h_0 = 3$ sont comparés avec ceux nécessaires pour rester sous les seuils de dangers réglementaires (arrêté du 29 septembre 2005). Ces valeurs de coefficient d'atténuation sont calculées, à une distance donnée de l'amorçage, en divisant la valeur seuil réglementaire par la surpression incidente mesurée expérimentalement en champ libre à cette même distance avec le dispositif d'accélération de flamme (équation 4-44)

$$A_{P_réglementaire} = \frac{\Delta P_{réglementaire}}{\Delta P_{exp\ _CL}} \qquad 4\text{-}44$$

Avec : - $A_{P_réglementaire}$: coefficient d'atténuation de pression nécessaire pour rester sous un seuil de pression réglementaire (-)

- $\Delta P_{réglementaire}$: valeur de surpression réglementaire considérée (bar)

- ΔP_{exp_CL} : surpression maximale mesurée en champ libre (bar)

Et,

$$\Delta P_{max\ _CL} = 0.5312 \cdot \overline{R}^{-1.67} \quad \text{pour } \phi = 1,\ 0.38 \leq \overline{R} \leq 2.43 \qquad 4\text{-}45$$

$$\Delta P_{max\ _CL} = 0.2198 \cdot \overline{R}^{-0.958} \quad \text{pour } \phi = 0.65,\ 0.92 \leq \overline{R} \leq 5.84 \qquad 4\text{-}46$$

Avec : - ΔP_{exp_CL} : surpression maximale mesurée en champ libre (bar)

- $\overline{R}$: distance réduite entre le point de mesure et l'amorçage (-)

Les seuils de danger réglementaires en France sont :

Pour les effets sur les structures :

- 20 mbar, seuil des destructions significatives de vitres
- 50 mbar, seuil des dégâts légers sur les structures
- 140 mbar, seuil des dégâts graves sur les structures
- 200 mbar, seuil des effets dominos
- 300 mbar, seuil des dégâts très graves sur les structures

Pour les effets sur l'homme :

- 20 mbar, seuil des effets irréversibles correspondant à la zone des effets indirects par bris de vitre sur l'homme
- 50 mbar, seuil des effets irréversibles correspondant à la zone des dangers significatifs pour la vie humaine
- 140 mbar, seuil des premiers effets létaux correspondant à la zone des dangers graves pour la vie humaine
- 200 mbar, seuil des effets létaux significatifs correspondant à la zone des dangers très graves pour la vie humaine.

Ainsi, la comparaison entre l'atténuation nécessaire pour rester à un seuil de 200 mbar avec une pression incidente générée par le dispositif d'accélération de flamme utilisé lors des essais, composé de 89 couches d'obstacles, et remplie d'un mélange hydrogène – air stœchiométrique est représentée Figure 114.

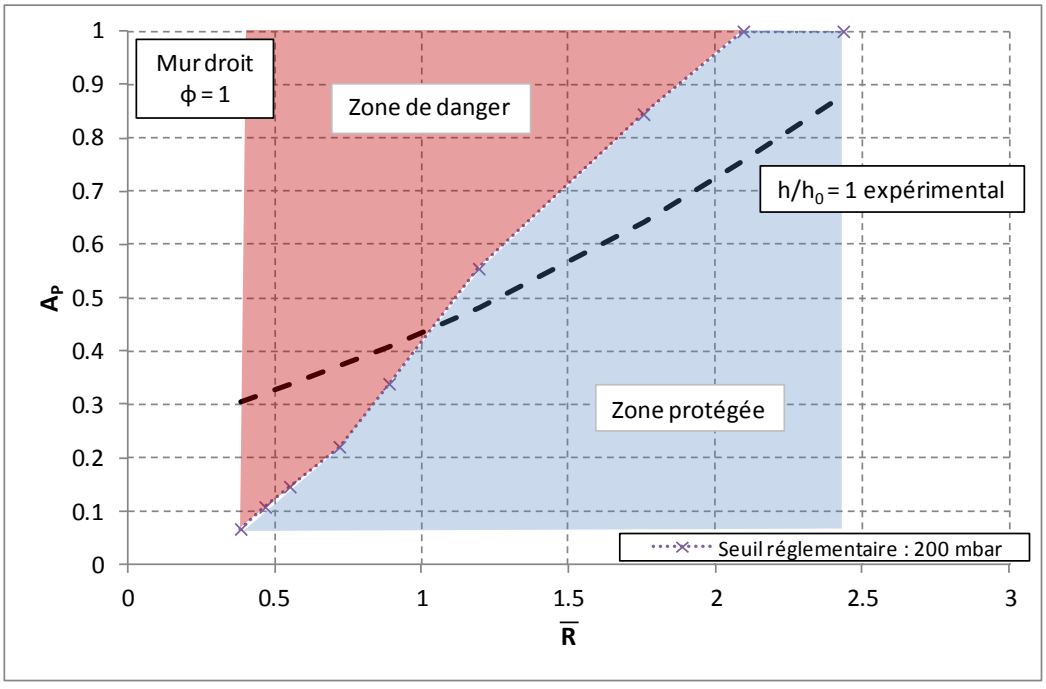


Figure 114 : Comparaison entre le coefficient d'atténuation moyen obtenu avec un mur droit de hauteur $h/h_0 = 1$ avec un mélange hydrogène/air stœchiométrique et le coefficient d'atténuation nécessaire pour limiter la pression au seuil de 200 mbar à partir de la même pression incidente.

La comparaison des deux courbes laisse apparaître une zone de danger (en rouge) et une zone protégée (en bleu). La zone non protégée est synonyme de la zone où le coefficient d'atténuation

obtenu avec le mur de hauteur $h/h_0 = 1$ est supérieur à celui nécessaire pour obtenir une surpression de 200 mbar (seuil réglementaire). La surpression dans cette zone sera ainsi supérieure à la valeur défini par ce seuil dans le cas de l'utilisation d'un mur droit de hauteur $h/h_0 = 1$. Cette zone s'étend dans l'intervalle de distance réduite : $\overline{R} = [0.38 ; 1.05]$. Au contraire, la zone protégée s'étendant dans l'intervalle de distance réduite $\overline{R} = [1.05 ; 2.43]$ est le lieu où le coefficient d'atténuation expérimental est inférieur à celui nécessaire pour atteindre la valeur seuil réglementaire de 200 mbar. En champ lointain, à partir de $\overline{R} = 2.09$, la surpression en champ libre est inférieure à 200 mbar. C'est la raison pour laquelle le coefficient d'atténuation unitaire est suffisant à partir de cette distance (Figure 114).

Les trois seuils les plus élevés de la réglementation concernant les effets sur les hommes, à savoir 50 mbar, 140 mbar et 200 mbar sont considérés. La comparaison des coefficients d'atténuation nécessaire au maintien de la surpression à ces seuils et des coefficients d'atténuation obtenus expérimentalement avec les murs droits de hauteurs $h/h_0 = 1$, $h/h_0 = 2$ et $h/h_0 = 3$ pour un mélange hydrogène/air stœchiométrique est représentée Figure 115.

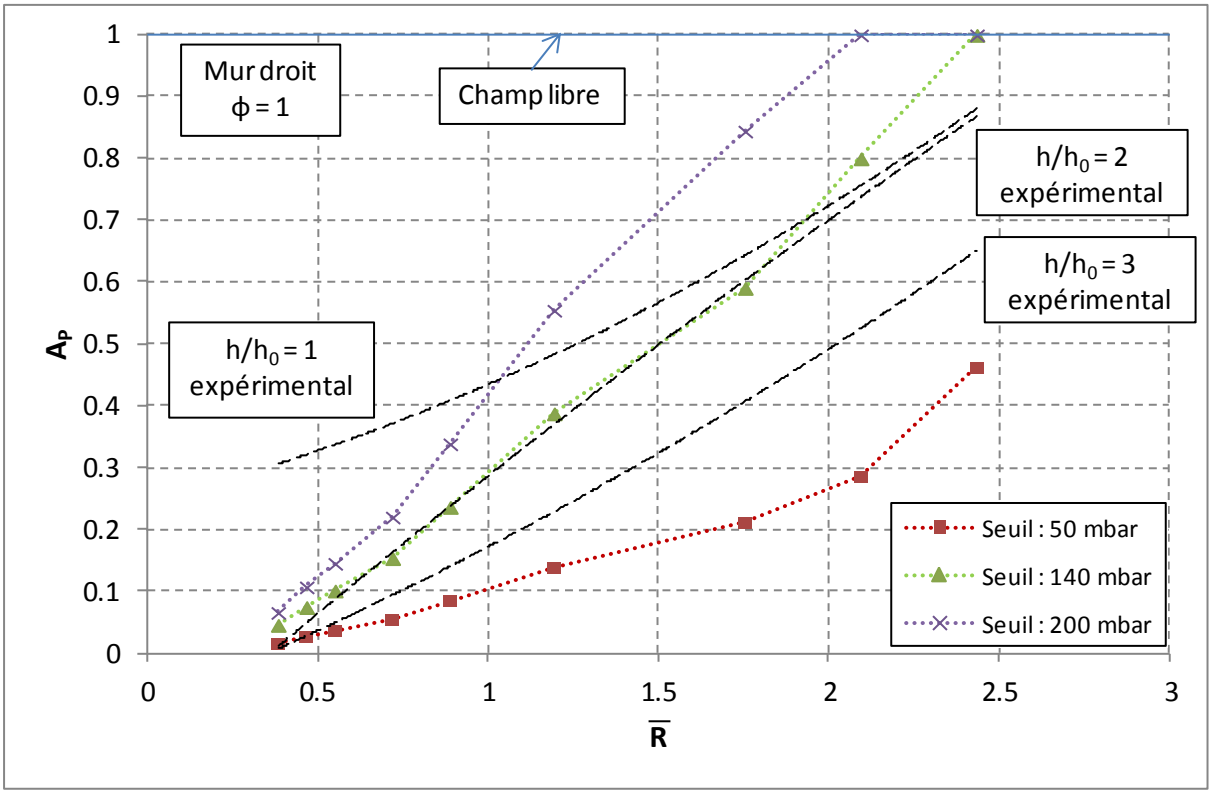


Figure 115 : Comparaison entre les coefficients d'atténuation moyens expérimentaux obtenus avec un mur droit et le coefficient d'atténuation nécessaire pour limiter la pression aux seuils réglementaires de 50 mbar, 140 mbar et 200 mbar.

La zone protégée est représentée par l'aire au dessus de la courbe d'atténuation. Sans mur de protection, la zone protégée se situe au dessus de la droite d'équation $A_P = 1$. La présence d'un mur baisse cette limite et agrandit donc la zone protégée. Plus la hauteur du mur augmente et plus la courbe d'atténuation associée baisse, donc plus les possibilités de protection augmentent (Figure 115). En considérant les niveaux de surpression de 50 mbar, 140 mbar et 200 mbar, il apparait que

les zones protégées par les trois murs diffèrent (Figure 115). L'emplacement de ces zones est précisé dans le Tableau 44.

Seuil (mbar)	50		140		200	
zone	zone de danger	zone protégée	zone de danger	zone protégée	zone de danger	zone protégée
Champ libre	totale	aucune	$\overline{R}$ = [0.38 ; 2.43[	$\overline{R}$ > 2.43	$\overline{R}$ = [0.38 ; 2.09]	$\overline{R}$ = [2.09 ; 2.43]
$h/h_0 = 1$	totale	aucune	$\overline{R}$ = [0.38 ; 1.90]	$\overline{R}$ = [1.90 ; 2.43]	$\overline{R}$ = [0.38 ; 1.05]	$\overline{R}$ = [1.05 ; 2.43]
$h/h_0 = 2$	totale	aucune	à la limite du seuil pour $\overline{R}$ < 1.80	$\overline{R}$ > 1.80	aucune	totale
$h/h_0 = 3$	$\overline{R}$ = [0.47 ; 2.43]	$\overline{R}$ = [0.38 ; 0.47]	aucune	totale	aucune	totale

Tableau 44 : Emplacement des zones de danger et des zones protégées pour 3 seuils de surpression (50 mbar, 140 mbar et 200 mbar) contre une onde incidente générée par un mélange hydrogène/air stœchiométrique dans le dispositif d'accélération de flamme (n = 89) en champ libre et pour 3 hauteurs de mur, $\overline{R}$ = [0.38 ; 2.43].

En champ libre, sur l'intervalle de distance réduite étudié de $\overline{R}$ = [0.38 ; 2.43], la seule zone protégée présente concerne le seuil le plus haut de 200 mbar et débute à une distance réduite de 2.09 de l'amorçage. Cela représente 17 % de l'intervalle d'étude. La zone associée à 140 mbar apparait, quant à elle, juste en fin d'intervalle. L'ajout d'un mur de protection de hauteur $h/h_0 = 1$ permet d'élargir la zone de protection concernant le seuil de 200 mbar jusqu'à une distance réduite de 1.05 pour représenter 70 % de la zone d'étude. Une zone protégée apparait pour le seuil associé à la valeur 140 mbar pour des distances réduites supérieures à 1.90 de l'amorçage (27 % de la zone d'étude). Un mur de hauteur $h/h_0 = 2$ procurera une protection totale dans l'intervalle pour les deux seuils de plus grande hauteur. Par contre, seul de le mur de plus grande hauteur ($h/h_0 = 3$) permettra de protéger une zone, restreinte à l'intervalle $\overline{R}$ = [0.38 ; 0.47] (5 % de la zone d'étude).

Les zones d'effets sont maintenant observées pour une onde incidente, toujours générée par le dispositif d'accélération de flamme mais pour un mélange pauvre, de richesse $\phi = 0.65$ (Figure 116).

À l'image des résultats tracés pour le mélange stœchiométrique (Figure 115), les coefficients d'atténuation de pression expérimentaux, sur l'intervalle de distance réduite étudié $\overline{R}$ = [0.92 ; 5.84] sont d'autant plus faibles que la hauteur du mur augmente et restent inférieurs à la droite d'équation $A_P = 1$ associée au champ libre.

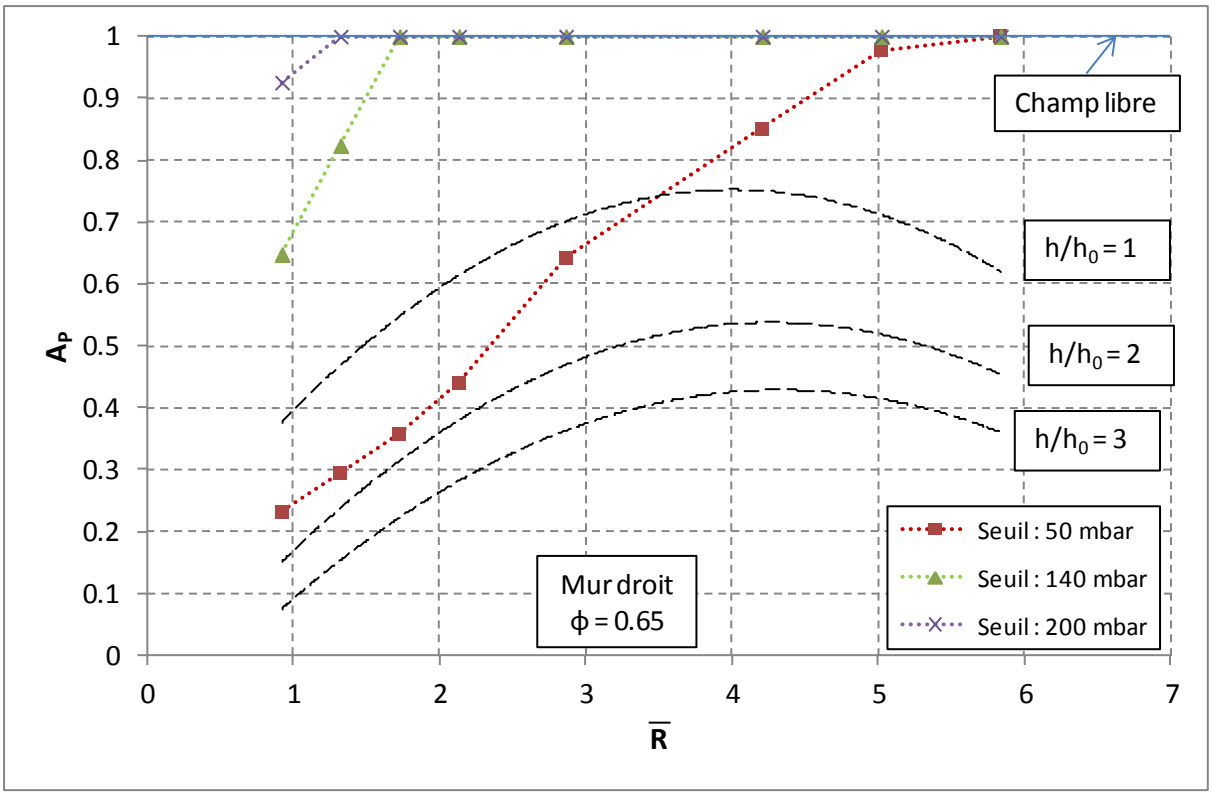


Figure 116 : Comparaison entre les coefficients d'atténuation moyens expérimentaux obtenus avec un mur droit et le coefficient d'atténuation nécessaire pour limiter la pression aux seuils réglementaires.

Les niveaux de surpression mesurés avec le mélange hydrogène/air de richesse 0.65 sont beaucoup plus faibles que ceux obtenu avec le mélange stœchiométrique. Ainsi, même en champ libre, la zone protégée concernant les seuils 200 mbar et 140 mbar couvrent déjà respectivement 92 % et 84 % de la zone d'étude (Tableau 45). Par contre, concernant le seuil le plus bas de 50 mbar, la zone protégée n'apparaît qu'à la fin de la zone d'étude, à $\overline{R}$ = 5.84. Le placement d'un mur de hauteur h/h_0 = 1 dans le champ d'écoulement de l'onde permet de s'affranchir des zones de danger liées aux deux plus hauts seuils considérés (140 mbar et 200 mbar) dans l'intervalle d'étude. La zone de danger associée au niveau de seuil le plus bas (50 mbar) ne couvre plus que 48 % de la zone d'étude. Enfin, les deux murs de plus grandes hauteurs protègent totalement la zone d'étude pour les trois valeurs seuils de pression considérées.

Dans un cas d'utilisation pratique, confronté aux seuils réglementaire de la législation française, la présence d'une barrière de protection dans le champ d'écoulement de l'onde de pression permet d'étendre la zone de protection en aval de la barrière. Dans le cas d'un mélange stœchiométrique, l'utilisation d'un mur de protection de hauteur h/h_0 = 1 a permis d'élargir la zone de protection par rapport au champ libre en la faisant passer de 17 % à 70 % de la zone d'étude pour le seuil de 200 mbar représentant le seuil des effets létaux significatifs pour les personnes. Pour le mélange de richesse 0.65, les zones de danger associées aux deux seuils les plus élevées ont disparus de l'intervalle d'étude avec l'utilisation d'un mur de hauteur h/h_0 = 1. Pour le mur de plus grande hauteur et pour les deux mélange hydrogène/air, seul une zone de danger subsiste avec l'emploi

d'un mur de hauteur h/h_0 = 3. Elle concerne la valeur 50 mbar, seuil des effets irréversible sur l'homme, pour le mélange hydrogène/air stœchiométrique.

Seuil (mbar)	50		140		200	
zone	zone de danger	zone protégée	zone de danger	zone protégée	zone de danger	zone protégée
Champ libre	$\overline{R}$ = [0.92 ; 5.84]	$\overline{R} \geq 5.84$	$\overline{R}$ = [0.92 ; 1.73]	$\overline{R}$ = [1.73 ; 5.84]	$\overline{R}$ = [0.92 ; 1.32]	$\overline{R}$ = [1.32 ; 5.84]
$h/h_0 = 1$	$\overline{R}$ = [0.92 ; 3.50]	$\overline{R}$ = [3.50 ; 5.84]	aucune	totale	aucune	totale
$h/h_0 = 2$	aucune	totale	aucune	totale	aucune	totale
$h/h_0 = 3$	aucune	totale	aucune	totale	aucune	totale

Tableau 45 : Emplacement des zones de danger et des zones protégées pour 3 seuils de surpression (50 mbar, 140 mbar et 200 mbar) contre une onde incidente générée par un mélange hydrogène/air de richesse 0.65 dans le dispositif d'accélération de flamme (n = 89) en champ libre et pour 3 hauteurs de mur.

L'emploi d'une barrière de protection a donc permis d'accroître significativement la protection dans la zone d'étude.

4.2.2.4 Conclusion

La présence d'un mur dans le champ d'écoulement d'une onde de pression a pour effet de réduire son amplitude en aval de la barrière. Le niveau de protection, quantifié par le coefficient d'atténuation de surpression, dépend fortement de la richesse du mélange, de la hauteur du mur et, dans une moindre mesure, de sa forme et de sa position par rapport au terme source.

Pour les deux richesses de mélange, le coefficient d'atténuation croît en aval de la barrière en fonction de la distance de la source d'amorçage. Les coefficients les plus faibles sont donc mesurés juste derrière la barrière alors que les plus élevés le sont en champ lointain. Cependant, l'évolution du coefficient en aval de la barrière varie en fonction du mélange combustible employé. Des niveaux d'atténuation plus faibles ont été constatés pour le mélange stœchiométrique en champ proche par rapport au mélange pauvre. Par contre, en champ lointain, des niveaux d'atténuation plus faibles sont obtenus avec le mélange pauvre par rapport au mélange stœchiométrique. Cela est dû à l'augmentation plus rapide du coefficient d'atténuation en aval de la barrière dans le cas d'un mélange stœchiométrique par rapport à ce qui est observé pour un mélange pauvre.

La hauteur du mur, quant à elle, conditionne la valeur prise par le coefficient d'atténuation en aval de la barrière. Plus la hauteur du mur est importante et plus le coefficient d'atténuation est faible en aval. Par exemple, en champ proche, multiplier la hauteur du mur par 3 revient à multiplier le coefficient d'atténuation par 14 dans le cas d'un mur droit pour un mélange stœchiométrique et par un facteur 7.7 pour un mélange de richesse 0.65 (Tableau 39).

Enfin, la forme et la position du mur n'influent que très peu sur les résultats en termes de surpression maximale. Par contre, les deux paramètres combinés influent sur le confinement généré par la barrière sur le mélange explosible. Dans le cas d'un confinement important, les gaz de combustion sont dirigés vers le haut lors de l'explosion. Ces gaz entraînent la flamme qui peut alors passer par-dessus le mur. Ce phénomène a par exemple été observé dans le cas d'un mur cylindrique de hauteur $h/h_0 = 1$ placé à une distance d de la source telle que $d/r_0 = 1.05$.

Les coefficients d'atténuation nécessaires au maintien d'une surpression dans une zone égale à certaines valeurs seuil (50 mbar, 140 mbar et 200 mbar) ont été calculés, et ce, pour les deux ondes incidentes utilisées dans l'étude des barrières de protection (générées dans le dispositif d'accélération de flamme avec des mélanges hydrogène/air stœchiométrique et de richesse 0.65). Ces valeurs ont été confrontées aux coefficients d'atténuation obtenus expérimentalement avec les murs droits de hauteur $h/h_0 = 1$, $h/h_0 = 2$ et $h/h_0 = 3$. Les résultats de cette comparaison montrent une diminution significative de l'étendue de la zone de danger en aval du mur dans la zone d'étude, même avec un mur de hauteur $h/h_0 = 1$. Avec le mur de plus grande hauteur, plus aucune zone de danger n'était présente en aval du mur, sauf pour la valeur seuil de 50 mbar dans le cas du mélange hydrogène/air stœchiométrique.

4.2.3 Impulsion positive de l'onde de pression

4.2.3.1 Influence de la position de la barrière

(a) Cas d'un mélange hydrogène / air stœchiométrique ($\phi = 1$)

Avec la surpression maximale, l'impulsion positive est une autre donnée importante dans la quantification de l'impact sur les structures. Dans cette partie sera traitée l'influence de la présence d'un mur sur l'impulsion positive mesurée en son aval, pour toutes les configurations expérimentales étudiées. L'impulsion est considérée sous sa forme adimensionnée exprimée par la relation (4-47).

$$\overline{I^+} = \frac{c_0 \cdot I^+}{P_0^{\frac{2}{3}} \cdot E^{\frac{1}{3}}} \qquad 4\text{-}47$$

Avec : - $\overline{I^+}$: impulsion positive réduite (-)

- c_0 : célérité du son dans l'air ($m.s^{-1}$)

- I^+ : impulsion positive (Pa.s)

- P_0 : pression atmosphérique (Pa)

- E : énergie de la charge explosive (J)

La position de la barrière est la première variable étudiée. Dans le cas de l'utilisation d'un mélange stœchiométrique hydrogène/air et d'un mur droit (Figure 117), l'impulsion mesurée en aval du mur atteint des niveaux, comme lors de l'étude de la surpression maximale (Figure 91), bien en deçà de ceux obtenus en champ libre. En prenant pour exemple le mur localisé à d/r_0 = 1.5 de l'amorçage, l'impulsion réduite obtenue à une distance réduite de 0.47 de l'amorçage (0.27 m) est de 0.022 (3.80 Pa.s) alors qu'elle atteint 0.09 (15.47 Pa.s) en champ libre. Cela représente un facteur 4.1 entre les deux configurations, soit une diminution de 75.6 % par rapport au champ libre. La protection est efficace en champ proche, mais s'estompe avec la distance de l'amorçage. En effet, dans le cas du champ libre, la décroissance est très rapide et suit une loi puissance d'équation :

$$\overline{I^+} = 0.0418 \cdot \overline{R}^{-1.103} \qquad 4\text{-}48$$

Avec : - $\overline{I^+}$: impulsion positive réduite (-)

- $\overline{R}$: Distance réduite entre le point de mesure et l'amorçage (-), pour $0.38 \leq \overline{R} \leq 2.43$

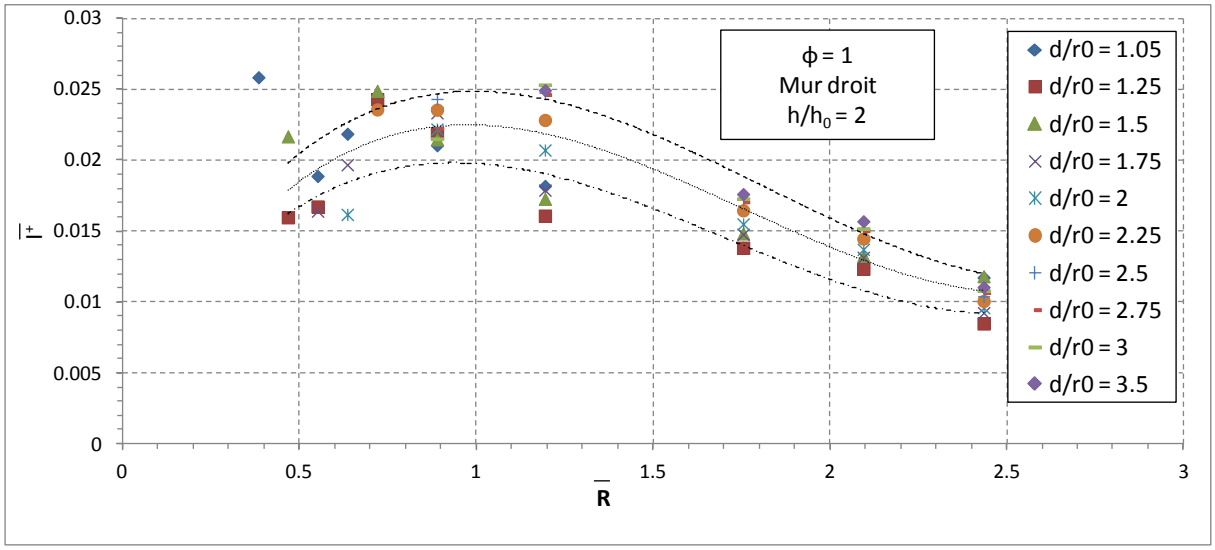


Figure 117 : Mur droit - impulsion positive en aval du mur réduite en fonction de la distance réduite.

À une distance réduite de 2.43 de l'amorçage (1.43 m), l'impulsion positive réduite en champ libre est de 0.015 (2.67 Pa.s). Cela représente un rapport de 6.74 avec la valeur obtenu avec un mur de hauteur h/h_0 = 2 placé à d/r_0 = 1.5 de l'amorçage, soit une diminution de 85.2 % par rapport au champ libre. Par contre, dans le cas des résultats dans une configuration comportant un mur droit placé à d/r_0 = 1.5 de la charge, la valeur mesurée à une distance réduite de 2.43 de l'amorçage (1.43 m) atteint 0.012 (2.07 Pa.s). Cela représente une diminution de la valeur de l'impulsion de 45.5 % par rapport à la valeur relevée à la distance réduite de 0.47 (0.27 m) de l'amorçage. La décroissance de l'impulsion avec la distance de l'amorçage est donc moins prononcée.

La Figure 117 montre une dispersion des résultats d'impulsion en fonction de la distance réduite de l'amorçage. Une évolution moyenne peut être définie suivant une loi polynomiale de degré 3 d'équation :

$$\overline{I^+} = 0.0062 \cdot \overline{R}^3 - 0.0329 \cdot \overline{R}^2 + 0.0464 \cdot \overline{R} + 0.0027 \qquad 4\text{-}49$$

Avec : - $\overline{I^+}$: impulsion positive réduite (-)

- $\overline{R}$: Distance réduite entre le point de mesure et l'amorçage (-), pour $0.38 \leq \overline{R} \leq 2.43$

Les résultats pour toutes les positions de mur semblent suivre la même évolution (Figure 117). Il est donc possible de définir des courbes enveloppes décrivant les bornes supérieures et inférieures de l'ensemble des résultats obtenus avec toutes les positions de mur par rapport à l'amorçage. Ces courbes ont pour équation :

Pour les valeurs minimales :

$$\overline{I^+} = 0.0059 \cdot \overline{R}^3 - 0.03 \cdot \overline{R}^2 + 0.0408 \cdot \overline{R} + 0.0031 \qquad 4\text{-}50$$

Et pour les valeurs maximales :

$$\overline{I^+} = 0.0061 \cdot \overline{R}^3 - 0.0332 \cdot \overline{R}^2 + 0.0479 \cdot \overline{R} + 0.0040 \qquad 4\text{-}51$$

Avec : - $\overline{I^+}$: impulsion positive réduite (-)

- $\overline{R}$: Distance réduite entre le point de mesure et l'amorçage (-), pour $0.38 \leq \overline{R} \leq 2.43$

La plupart des valeurs sont comprises entre les courbes équations (4-50) et (4-51). L'écart moyen entre les données expérimentales minimales et maximales est de 24.1 %. Cette faible dispersion et l'évolution similaire de toutes les données témoigne de la faible influence de la position du mur dans l'intervalle étudié r/d_0 = [1.05, 3.5]

L'évolution de l'impulsion positive s'apparente donc à une loi polynomiale de degré 3. Cela se traduit sur les valeurs de l'impulsion réduite mesurées par une évolution en aval de la barrière suivant deux phases. Des valeurs basses sont observées juste en aval du mur. Elles augmentent ensuite progressivement jusqu'à un maximum local situé à une distance comprise entre 0.72 et 0.89 de l'amorçage (0.42 m et 0.52 m). La valeur de l'impulsion diminue ensuite progressivement. Par exemple pour le mur caractérisé par d/r_0 = 1.25, l'impulsion positive réduite derrière le mur, à 0.47 de l'amorçage (0.27 m), est de 0.016 (2.80 Pa.s). La valeur de l'impulsion augmente jusqu'à atteindre 0.036 (4.26 Pa.s) à une distance réduite de 0.72 de l'amorçage (0.42 m). Elle diminue ensuite progressivement jusqu'à atteindre 0.008 (1.49 Pa.s) à 2.43 de l'amorçage (1.43 m).

Afin de quantifier la protection du mur en terme d'impulsion positive dans le cas d'utilisation d'un mélange stœchiométrique hydrogène/air, le coefficient d'atténuation est considéré (Figure 118). Il se définit par le rapport entre la valeur de l'impulsion mesurée en présence d'un mur divisé par la valeur obtenue au même point de mesure en champ libre (équation 4-6). Ce dernier atteint ses valeurs minimales juste derrière la barrière (A_I = 0.18 pour d/r_0 = 1.25 par exemple) et augmente progressivement avec la distance de la source d'amorçage, passant par la valeur 0.44 $\pm$ 7.3 %

mesurée à 0.89 (0.52 m) de l'amorçage, avant de se stabiliser à partir d'une distance réduite de 2.10 (1.23 m) à la valeur moyenne de 0.69 $\pm$ 11.9 %.

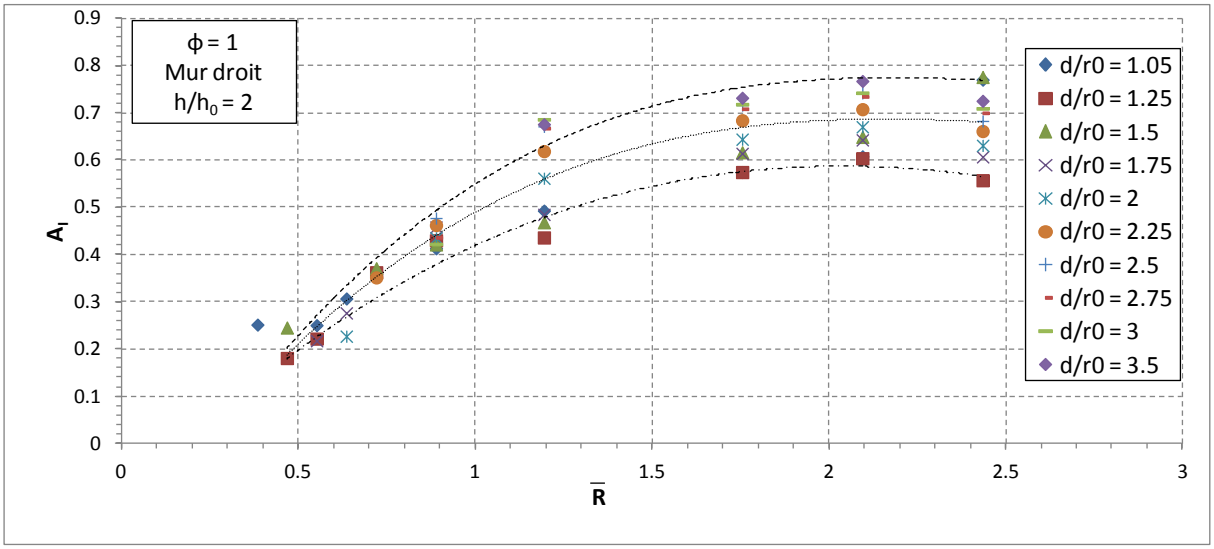


Figure 118 : Mur droit - atténuation de l'impulsion positive en fonction de la distance.

L'évolution du coefficient d'atténuation en fonction de la distance réduite de l'amorçage peut être modélisée par une fonction de degré 2 (Figure 118). Comme dans le cas du tracé de l'impulsion positive (Figure 117), la modélisation est faite à la fois pour les valeurs moyennes, les valeurs minimales et les valeurs maximales mesurées afin de décrire la plage entière des résultats obtenus. Les relations ainsi déterminées sont :

Pour le seuil minimum :

$$A_I = 0.0166 \cdot \bar{R}^3 - 0.2409 \cdot \bar{R}^2 + 0.7743 \cdot \bar{R} - 0.1315 \qquad 4\text{-}52$$

Pour la valeur moyenne :

$$A_I = 0.0514 \cdot \bar{R}^3 - 0.4207 \cdot \bar{R}^2 + 1.0977 \cdot \bar{R} - 0.2398 \qquad 4\text{-}53$$

Pour le seuil maximum :

$$A_I = 0.0624 \cdot \bar{R}^3 - 0.4968 \cdot \bar{R}^2 + 1.276 \cdot \bar{R} - 0.293 \qquad 4\text{-}54$$

Avec : - A_I : l'atténuation de l'impulsion positive (-)

- $\bar{R}$: la distance réduite entre le point de mesure et l'amorçage (-), pour $0.38 \leq \bar{R} \leq 2.43$

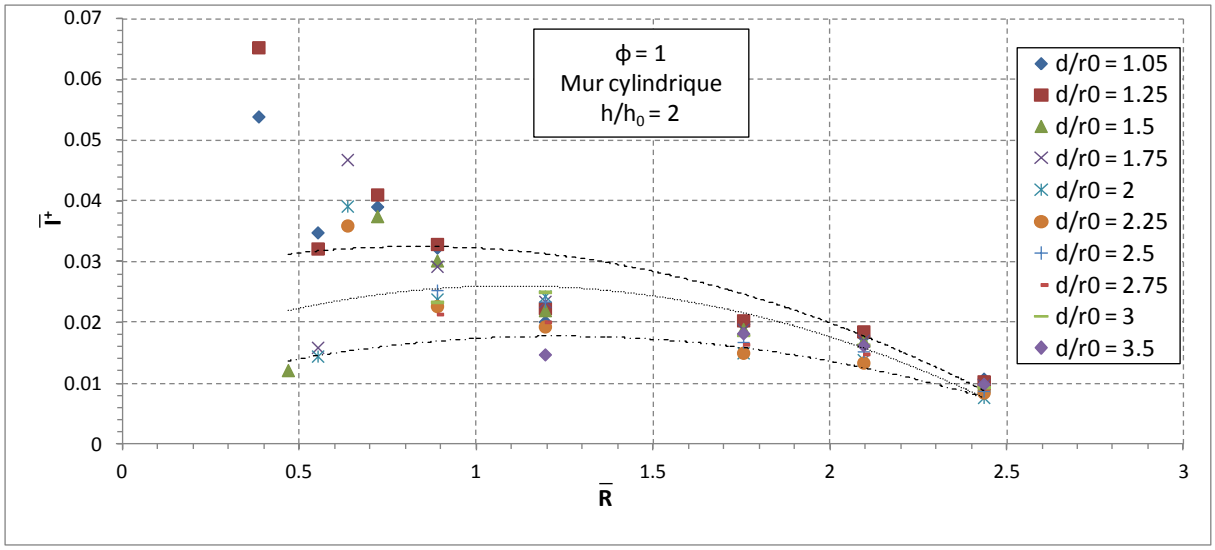


Figure 119 : Mur cylindrique - impulsion positive réduite en fonction de la distance réduite (ϕ = 1).

Dans le cas du mur cylindrique (Figure 119), la même évolution globale de l'impulsion positive en fonction de la distance de l'amorçage que pour le mur droit (Figure 117) est observée. Ainsi, l'impulsion est de faible amplitude juste après la barrière puis augmente pour atteindre un maximum local à une distance réduite comprise entre 0.64 et 0.72 de l'amorçage (0.37 m et 0.42 m) pour enfin diminuer progressivement. Par exemple, dans le cas du mur caractérisé par $d/r_0 = 1.5$, une impulsion de 0.012 est atteinte à la distance de 0.47 de l'amorçage (0.27 m). A une distance de 0.72 (0.42 m) cette valeur a augmenté pour atteindre 0.038. L'impulsion décroît alors progressivement jusqu'à atteindre 0.010 à 2.43 de l'amorçage (1.43 m).

Le premier point de mesure dans le cas des deux murs de plus petits diamètres ($d/r_0 = 1.05$ et $d/r_0 = 1.25$) donne un résultat supérieur à la valeur prise par le point de mesure à la distance de 0.72 (0.42 m) de l'amorçage, alors que ce point est un maximum local pour toutes les autres configurations. En effet, pour le mur placé à $d/r_0 = 1.05$ de l'amorçage, l'impulsion normalisée est de 0.054 à 0.38 (0.22 m) de l'amorçage contre 0.039 à une distance de 0.72 (0.42 m), ce qui représente un écart de 60.1 % par rapport au maximum local situé à 0.72 (0.42 m) de l'amorçage. Cette perturbation est due au contournement de la barrière par la flamme comme il a été observé dans le cas de la surpression (Figure 96).

Comme dans le cas du mur droit, les résultats, quelle que soit la position du mur, suivent une même évolution avec une certaine dispersion qui atteint ± 21.2 % à une distance réduite de 0.89 de l'amorçage. Il est donc possible de modéliser l'évolution moyenne des résultats pour toutes les positions du mur ainsi que des courbes enveloppes encadrant les résultats obtenus (Figure 119).

Les équations de ces courbes sont :

Pour les valeurs moyennes :

$$\bar{I}^{+} = -0.0103 \cdot \bar{R}^2 + 0.0226 \cdot \bar{R} + 0.0136 \qquad 4\text{-}55$$

Pour les valeurs minimales :

$$\bar{I}^{+} = -0.0069 \cdot \bar{R}^2 + 0.0171 \cdot \bar{R} + 0.0072 \qquad 4\text{-}56$$

Et pour les valeurs maximales :

$$\overline{I^+} = -0.0093 \cdot \overline{R}^2 + 0.0155 \cdot \overline{R} + 0.0260 \qquad 4\text{-}57$$

Avec : - $\overline{I^+}$: impulsion positive réduite (-)

- $\overline{R}$: Distance réduite entre le point de mesure et l'amorçage (-), pour $0.38 \leq \overline{R} \leq 2.43$

L'écart moyen expérimental relevé pour ces données est de 37.2 %.

Du point de vue de l'atténuation (Figure 120), l'évolution est croissante avec la distance à l'amorçage, le premier point des séries d/r_0 = 1.05 et d/r_0 = 1.5 mis à part. L'augmentation du coefficient d'atténuation de l'impulsion est constatée à partir de la valeur 0.14, mesurée à une distance de 0.47 de l'amorçage (0.27 m) pour le mur d/r_0 = 1.5, jusqu'à une valeur maximale moyenne de 0.78 ± 11.9 % obtenue à 2.09 de l'amorçage (1.23 m). À une distance réduite de 0.89 (0.52 m), la valeur de l'atténuation est de 0.53 ± 21.5 %. La dispersion moyenne observée sur les résultats expérimentaux est de 31.7 %.

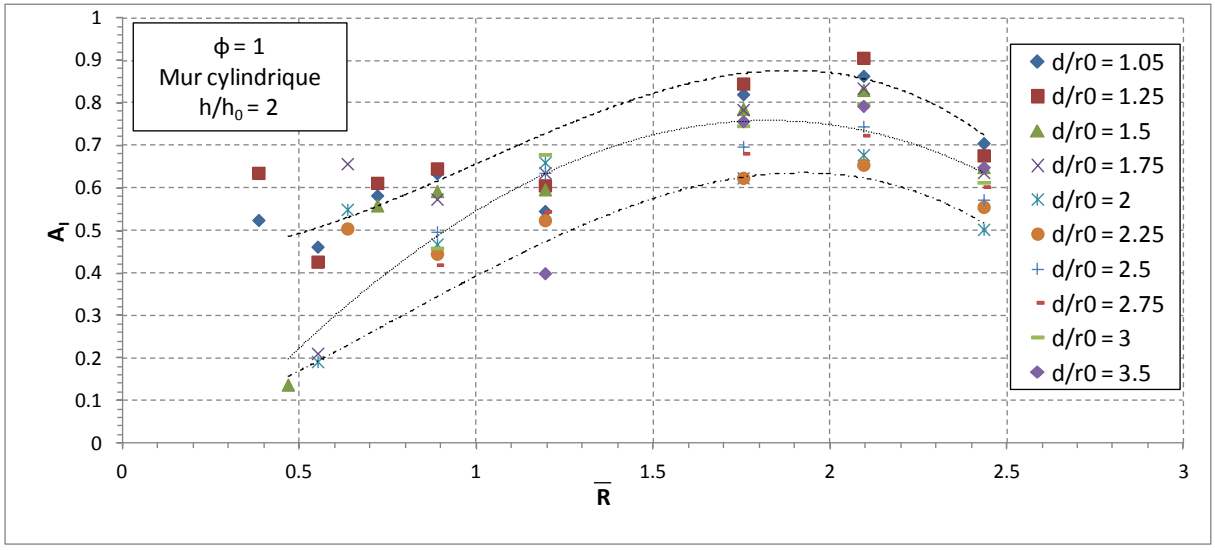


Figure 120 : Mur cylindrique - atténuation de l'impulsion positive en fonction de la distance réduite.

Pour modéliser cette évolution, trois lois polynomiales de degré 2 sont définies (Figure 120). Elles décrivent l'évolution moyenne du coefficient d'atténuation ainsi que les seuils minimum et maximum de ce paramètre. Pour favoriser la pertinence du modèle avec les résultats, le premier point en aval de la barrière obtenus pour des configurations comportant un mur de hauteur h/h_0 = 1 placé à d/r_0 = {1.05 ; 1.5} n'ont pas été retenu dans la représentation des courbes. Les équations correspondantes sont :

Pour l'évolution moyenne :

$$A_I = -0.0141 \cdot \overline{R}^3 - 0.2453 \cdot \overline{R}^2 + 1.0377 \cdot \overline{R} + 0.2327 \qquad 4\text{-}58$$

Pour le seuil minimum :

$$A_I = -0.1122 \cdot \overline{R}^3 + 0.2564 \cdot \overline{R}^2 + 0.2564 \cdot \overline{R} - 0.0083 \qquad 4\text{-}59$$

Pour le seuil maximum :

$$A_I = -0.1595 \cdot \overline{R}^3 + 0.4832 \cdot \overline{R}^2 - 0.1187 \cdot \overline{R} + 0.4513 \qquad 4\text{-}60$$

Avec : - A_I : l'atténuation de l'impulsion positive (-)

- $\overline{R}$: la distance réduite entre le point de mesure et l'amorçage (-), pour $0.38 \leq \overline{R} \leq 2.43$

En comparant les résultats obtenus avec un mur droit et un mur cylindrique de même hauteur ($h/h_0 = 2$), il apparait que les valeurs moyennes de coefficients d'atténuation d'impulsion obtenues sur toutes les positions de mur dans les deux cas sont voisines. Les valeurs obtenues avec le mur cylindrique diffèrent de celles obtenues avec mur droit de 22.2 %, 20.0 % et de 13.0 %, respectivement pour la valeur minimale, celle calculée à 0.89 (0.52 m) de l'amorçage et la valeur maximale du coefficient d'atténuation de l'impulsion positive (Tableau 46). Mis à part pour la valeur minimale, les coefficients d'atténuation obtenus avec le mur cylindrique dans le cas d'un mur droit de hauteur $h/h_0 = 2$ sont supérieures à ceux obtenus avec le mur droit. Ceci peut s'expliquer par l'effet de confinement engendré par la barrière cylindrique.

A_I	Valeur minimale	Valeur à 0.89 (0.52 m) de l'amorçage	Valeur maximale
Mur droit	0.18	0.44	0.69
Mur cylindrique	0.14	0.53	0.78

Tableau 46 : Coefficient d'atténuation pour les deux formes de mur placés à $d/r_0 = 1.5$ de l'amorçage pour un mélange stœchiométrique et une hauteur de barrière $h/h_0 = 2$.

Dans le cas de l'utilisation d'un mélange hydrogène – air stœchiométrique, les résultats en termes d'impulsion positive et de coefficient d'atténuation de l'impulsion positive montrent que la position de la barrière, que ce soit dans le cas d'un mur droit ou d'un mur cylindrique, ne joue pas un rôle significatif sur les résultats en aval de la barrière. De plus, la comparaison des résultats obtenus pour les deux formes de barrières de hauteur $h/h_0 = 1$ met en évidence la légère supériorité des coefficients obtenus avec un mur cylindrique par rapport à ceux obtenus avec un mur droit (vis-à-vis de la forme de la barrière. Seul un effet de confinement important engendré par les barrières cylindriques de plus petites diamètres ($d/r_0 = 1.05$ et $d/r_0 = 1.5$) et provoquant le contournement de la barrière par la flamme marque une différence entre les deux formes de barrières. En effet, dans le cas du mur droit ce phénomène n'est observé que pour celui positionné à $d/r_0 = 1.05$ du centre d'amorçage. Le contournement se traduit par des valeurs d'impulsion plus élevées et, par extension, des coefficients d'atténuation supérieurs pour les premiers points de mesures situés en aval de la barrière.

(b) Cas d'un mélange pauvre hydrogène / air stœchiométrique (ϕ = 0.65)

Dans le cas d'un mélange pauvre hydrogène-air, de richesse 0.65, les valeurs mesurées d'impulsion positive sont plus faibles que dans le cas d'un mélange stœchiométrique.

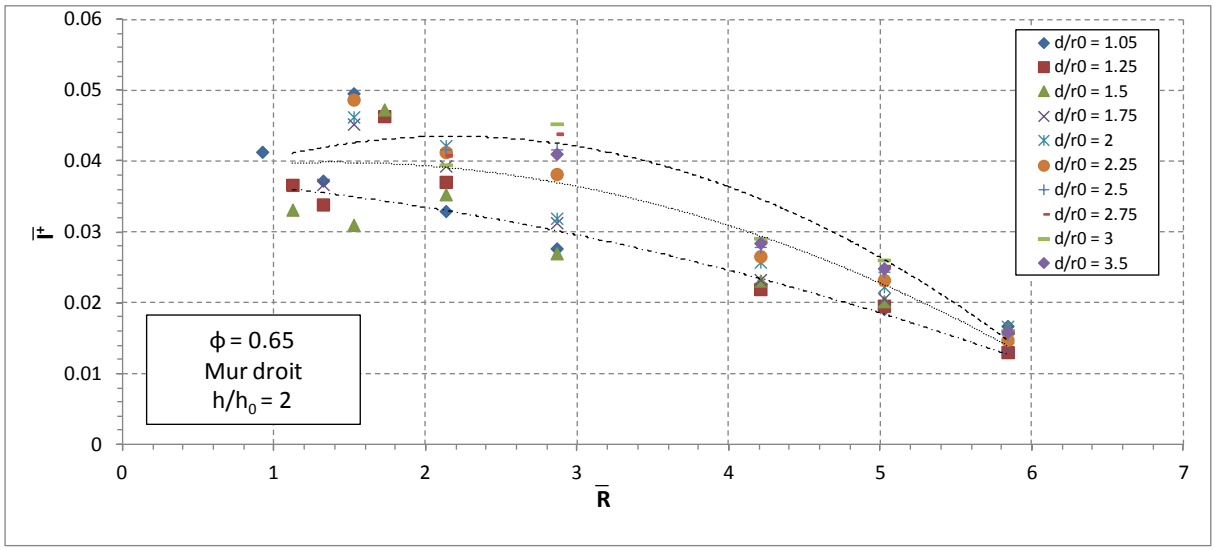


Figure 121 : Mur droit - impulsion positive réduite en fonction de la distance réduite.

À titre d'illustration, l'impulsion positive en champ libre évolue entre les valeurs 0.13 à une distance réduite de 0.08 de l'amorçage (0.22 m) et 0.026 à 5.84 de l'amorçage (1.43 m). En comparaison, les valeurs obtenues à richesse 1 aux mêmes points de mesures sont respectivement 0.103 et 0.015. L'impulsion décroît sur l'intervalle d'un facteur 4.80 en champ libre dans le cas du mélange pauvre (6.73 pour le mélange stœchiométrique). La décroissance est beaucoup moins marquée dans les configurations qui présentent un mur. Par exemple, dans le cas de la barrière caractérisée par d/r_0 = 1.05, l'impulsion positive est égale à 0.041 à une distance réduite de 0.92 (0.22 m) de l'amorçage contre 0.016 à la distance réduite de 5.84 (1.43 m). L'écart entre le champ libre et la configuration avec le mur diminue (coefficient 3.2 à 0.92 (0.22 m) de l'amorçage et 1.6 à 5.84 (1.43 m) de l'amorçage), sans pour autant assister à une convergence des données comme dans le cas des essais à richesse 1 (Figure 117).

L'évolution de l'impulsion dans le cas d'une configuration avec mur droit (Figure 121) se traduit, comme à richesse 1, par l'augmentation de la valeur de l'impulsion juste en aval du mur jusqu'à un maximum local situé à une distance réduite comprise entre 1.52 (0.37 m) et 1.73 (0.42 m) de l'amorçage. Par la suite, l'impulsion positive baisse avec la distance de l'amorçage. Par exemple, pour le mur caractérisé par d/r_0 = 1.25, la valeur de l'impulsion juste derrière la barrière, à une distance réduite de 1.12 (0.27 m) de l'amorçage, est de 0.037, puis elle augmente pour atteindre 0.049 à une distance réduite de 1.73 (0.42 m) de l'amorçage. Cela représente une augmentation de 32.4 %. Après cela, la valeur de l'impulsion décroît de 73.4 % pour atteindre la valeur de 0.013 à la distance réduite de 5.84 (1.43 m) de l'amorçage.

La valeur moyenne du coefficient d'atténuation calculé pour la distance de 2.13 (0.52 m) de l'amorçage est de 0.0391. La dispersion moyenne calculée pour les résultats, toutes positions de murs confondues, est de 26.8 %.

L'évolution de tous ces points peut être définie par une courbe moyenne encadrée par deux courbes enveloppes contenant l'ensemble des résultats expérimentaux. Les équations de ces courbes sont :

Pour les valeurs moyennes :

$$\overline{I^+} = -0.0013 \cdot \overline{R}^2 + 0.0036 \cdot \overline{R} + 0.0373 \qquad 4\text{-}61$$

Pour les valeurs minimales :

$$\overline{I^+} = -0.0005 \cdot \overline{R}^2 - 0.0013 \cdot \overline{R} + 0.0381 \qquad 4\text{-}62$$

Et pour les valeurs maximales :

$$\overline{I^+} = -0.0021 \cdot \overline{R}^2 + 0.0093 \cdot \overline{R} + 0.0333 \qquad 4\text{-}63$$

Avec : - $\overline{I^+}$: impulsion positive réduite (-)

- $\overline{R}$: Distance réduite entre le point de mesure et l'amorçage (-), pour $0.92 \leq \overline{R} \leq 5.84$

La représentation de l'atténuation de l'impulsion pour le mur droit placé à plusieurs distances de l'amorçage dans le cas d'un mélange pauvre hydrogène-air (Figure 122) permet de constater l'évolution progressive du coefficient A_I, d'une valeur minimale atteinte après le mur jusqu'à un seuil maximal atteint en champ lointain. La valeur minimale est obtenue à 1.12 (0.27 m) de la source d'amorçage pour un mur placé à d/r_0 = 1.5 de cette dernière. Elle s'élève à 0.29. La valeur maximale moyenne est de 0.74 ± 15.1 % mesurée à 5.02 de la source d'amorçage (1.32 m). À une distance réduite de 2.13 (0.52 m) de la source d'amorçage, le coefficient d'atténuation de l'impulsion est égal à 0.48 ± 11.9 %.

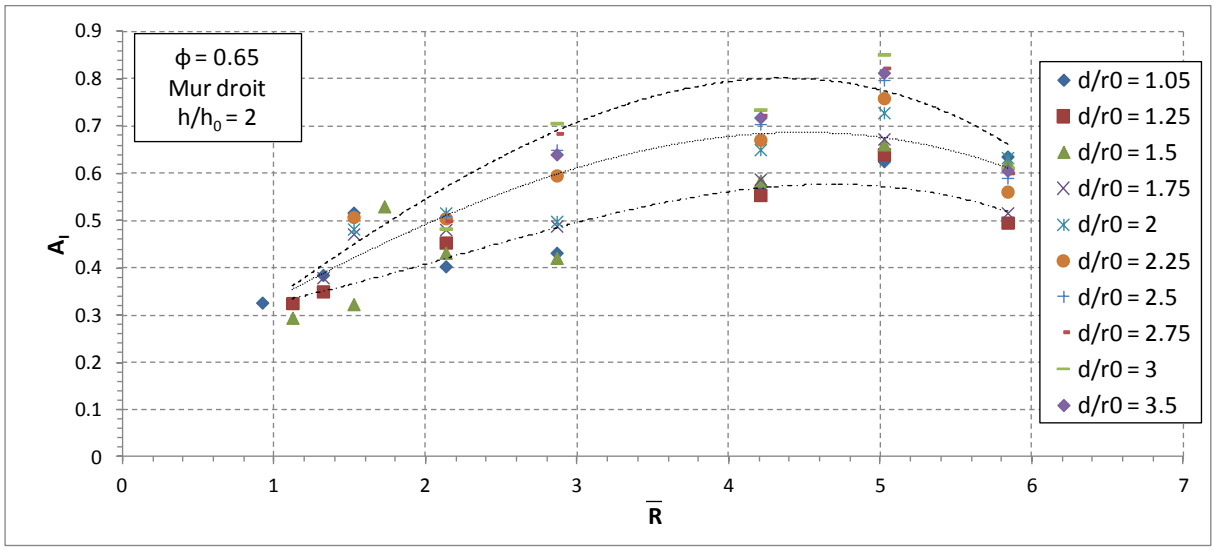


Figure 122 : Mur droit - atténuation de l'impulsion positive en fonction de la distance réduite.

L'évolution de l'atténuation est modélisée par une loi polynomiale de degré 3. Le modèle se décompose en 3 courbes décrivant la valeur moyenne prise par l'atténuation, la valeur minimale ainsi que la valeur maximale calculée en chacun des points de mesures. Les équations de ces courbes sont :

Pour l'évolution moyenne :

$$A_I = -0.0024 \cdot \bar{R}^3 - 0.0048 \cdot \bar{R}^2 + 0.1901 \cdot \bar{R} + 0.1506 \qquad 4\text{-}64$$

Pour le seuil minimum :

$$A_I = -0.005 \cdot \bar{R}^3 + 0.0338 \cdot \bar{R}^2 + 0.015 \cdot \bar{R} + 0.283 \qquad 4\text{-}65$$

Pour le seuil maximum :

$$A_I = -0.0046 \cdot \bar{R}^3 + 0.0029 \cdot \bar{R}^2 + 0.2349 \cdot \bar{R} + 0.1008 \qquad 4\text{-}66$$

Avec : - A_I : l'atténuation de l'impulsion positive (-)

- $\bar{R}$: la distance réduite entre le point de mesure et l'amorçage (-), pour $0.92 \leq \bar{R} \leq 5.84$

Afin de comparer les résultats obtenus avec un mur droit à ceux relevés avec un mur cylindrique, l'impulsion positive dans cette dernière configuration est tracée en fonction de la distance de l'amorçage (Figure 123). La même évolution est obtenue pour l'impulsion positive que dans le cas d'un mur droit (Figure 121). Elle se décompose en une première phase après le mur où l'impulsion augmente à partir d'une valeur minimum atteinte juste derrière le mur jusqu'à un maximum atteint pour une distance comprise entre 1.52 (0.37 m) et 1.73 (0.42 m) de l'amorçage. Puis, dans une seconde phase, le niveau baisse jusqu'à atteindre un minimum en champ lointain.

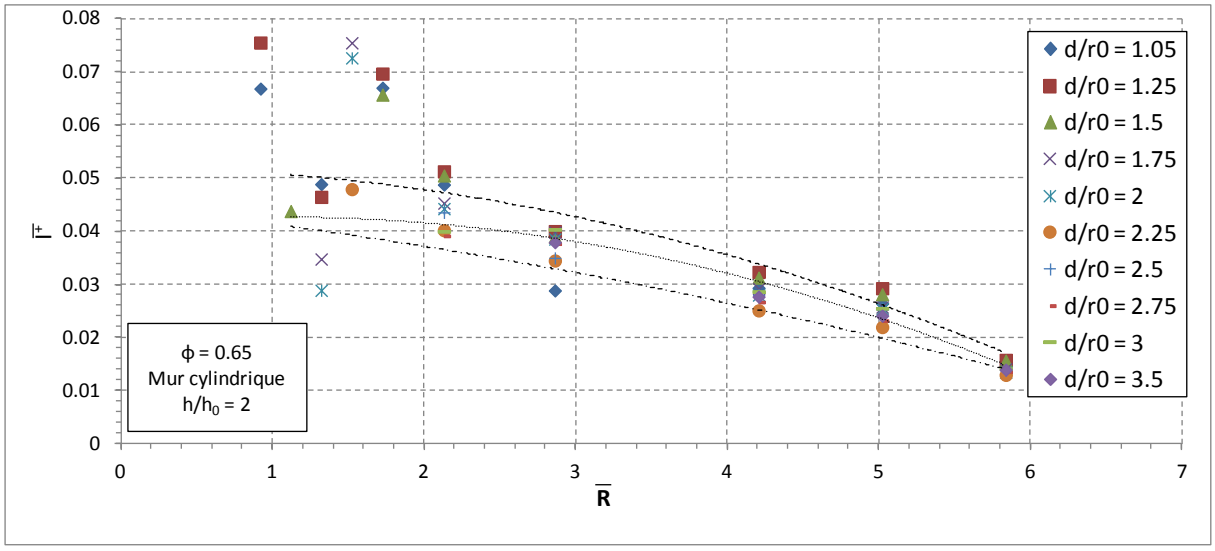


Figure 123 : Mur cylindrique - impulsion positive réduite en fonction de la distance réduite.

Par exemple, pour $d/r_0 = 2$, la valeur de 0.029 (2.12 Pa.s) est atteinte à une distance de 1.32 (0.32 m) de l'amorçage avant d'augmenter jusqu'à la valeur de 0.073 (5.29 Pa.s) mesurée à 1.52 (0.37 m) de l'amorçage. La baisse de l'impulsion avec la distance de l'amorçage qui suit engendre une impulsion de 0.0131 (0.96 Pa.s) à 5.83 (1.43 m) de l'amorçage. Le cas des murs proches de la charge explosive

est particulier comme le montre les valeurs élevées des valeurs mesurées juste derrière le mur. Ceci est dû à l'effet de confinement généré par la barrière qui engendre le contournement de la structure par la flamme.

Comme dans les configurations précédentes, il est possible de décrire l'évolution moyenne des résultats par une courbe polynomiale de degré 2 encadrée par deux courbes enveloppe contenant les résultats expérimentaux (Figure 123). Les équations de ces courbes sont :

Pour les valeurs moyennes :

$$\overline{I^+} = -0.0012 \cdot \overline{R}^2 + 0.0026 \cdot \overline{R} + 0.0413 \qquad 4\text{-}67$$

Pour les valeurs minimales :

$$\overline{I^+} = -0.0004 \cdot \overline{R}^2 - 0.0031 \cdot \overline{R} + 0.0448 \qquad 4\text{-}68$$

Et pour les valeurs maximales :

$$\overline{I^+} = -0.001 \cdot \overline{R}^2 + 0.00003 \cdot \overline{R} + 0.0518 \qquad 4\text{-}69$$

Avec : - $\overline{I^+}$: impulsion positive réduite (-)

- $\overline{R}$: Distance réduite entre le point de mesure et l'amorçage (-), pour $0.92 \leq \overline{R} \leq 5.84$

Par la comparaison des données d'impulsion obtenues en présence d'un mur et celles obtenues en champ libre (Figure 124), il apparaît que le coefficient d'atténuation atteint son minimum juste derrière le mur et qu'il évolue progressivement jusqu'à une valeur maximale en champ lointain. Ainsi, dans la configuration comportant un mur cylindrique et impliquant un mélange de richesse 0.65, le coefficient d'atténuation prend la valeur minimale de 0.30 à 1.32 (0.32 m) de l'amorçage et comme valeur maximale moyenne de 0.83 $\pm$ 14.3 %. A une distance de 2.13 (0.52 m), l'atténuation de l'impulsion prend la valeur moyenne de 0.55 $\pm$ 13.6 %.

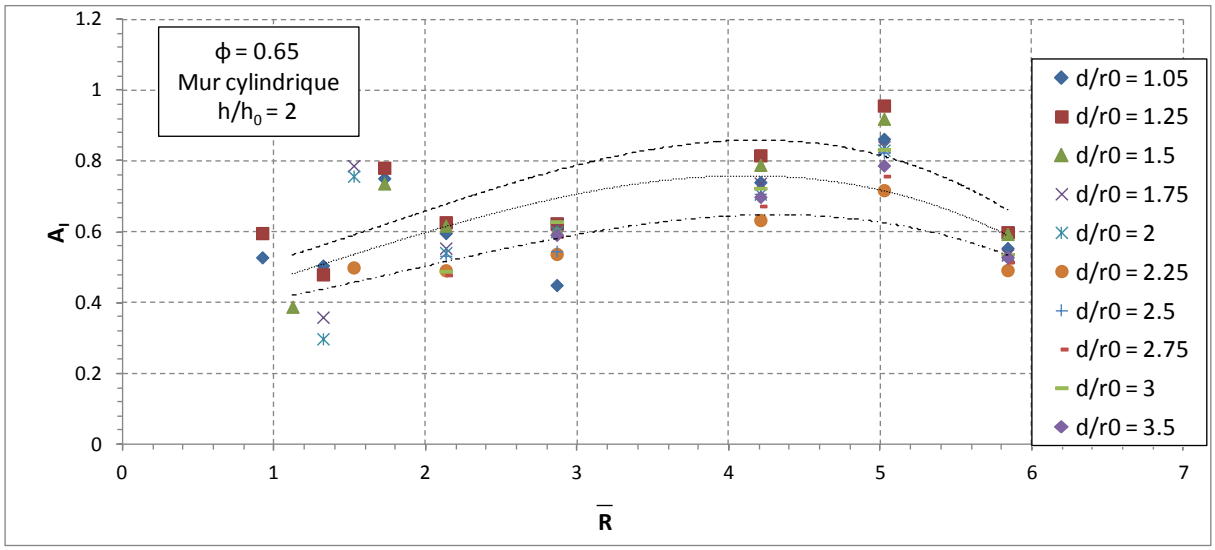


Figure 124 : Mur cylindrique - atténuation de l'impulsion positive en fonction de la distance réduite (ϕ = 0.65).

Les valeurs des coefficients d'atténuation de l'impulsion positive peuvent être encadrées par deux lois polynomiales de degré 3 qui décrivent les valeurs minimales et maximales mesurées pour toutes les positions de barrière dont les équations sont :

Pour l'évolution moyenne :

$$A_I = -0.0056 \cdot \overline{R}^3 + 0.0213 \cdot \overline{R}^2 + 0.1079 \cdot \overline{R} + 0.3415 \qquad 4\text{-}70$$

Pour le seuil minimum :

$$A_I = -0.0055 \cdot \overline{R}^3 + 0.0314 \cdot \overline{R}^2 + 0.037 \cdot \overline{R} + 0.3472 \qquad 4\text{-}71$$

Pour le seuil maximum :

$$A_I = -0.0082 \cdot \overline{R}^3 + 0.0437 \cdot \overline{R}^2 + 0.0664 \cdot \overline{R} + 0.4117 \qquad 4\text{-}72$$

Avec : - A_I : atténuation de l'impulsion positive (-)

- $\overline{R}$: distance réduite entre le point de mesure et l'amorçage (-), pour $0.92 \leq \overline{R} \leq 5.84$

Les écarts calculés entre le mur droit et le mur cylindrique à partir des données du Tableau 47 pour la valeur minimale, celle à 0.88 (0.52 m) de l'amorçage et la valeur maximale sont respectivement de 3.5 %, 14.6 % et 20.3 %. Ces valeurs témoignent d'un impact limité de l'effet de confinement de la barrière sur les résultats en termes de coefficients d'atténuation de l'impulsion positive de l'onde de pression. Par contre, l'effet de confinement est plus marqué pour les barrières cylindriques placées proches de la source ($d/r_0 = 1.05$ et $d/r_0 = 1.25$ dans le cas d'une barrière de hauteur $h/h_0 = 2$ et d'un mélange de richesse $\phi = 0.65$), sur l'impulsion positive mesurée en aval du mur de pression.

A_I	Valeur minimale	Valeur à 0.88 (0.52 m) de l'amorçage	Valeur maximale
Mur droit	0.29	0.48	0.69
Mur cylindrique	0.30	0.55	0.83
Ecart relatif (%)	3.5	14.6	20.3

Tableau 47 : Coefficient d'atténuation pour les deux formes de mur pour un mélange pauvre de richesse $\phi = 0.65$ et une hauteur de barrière $h/h_0 = 2$.

Les résultats ont montré une faible influence de la position du mur sur l'impulsion positive et donc sur les coefficients d'atténuation de l'impulsion. De plus, les écarts mesurés entre les valeurs obtenues avec un mur droit et un mur cylindrique montrent que la forme du mur ne joue pas de rôle déterminant dans l'effet protecteur. Seul l'effet de confinement est à considérer dans le cas où le mur est placé à une faible distance de la charge. Comme dans le cas du mélange stœchiométrique, les murs concernés sont les murs cylindriques de diamètres $d/r_0 = 1.05$ et $d/r_0 = 1.25$ et le mur droit positionné à $d/r_0 = 1.05$ de l'amorçage. La comparaison des résultats en termes de coefficient d'atténuation pour les deux richesses de mélange montre un effet protecteur plus important en champ proche de la barrière dans le cas du mélange stœchiométrique par rapport au mélange de richesse 0.65. En effet, le coefficient d'atténuation minimum moyennée pour les deux formes de barrière, observé juste derrière la barrière, atteint 0.16 (Tableau 46) pour le mélange stœchiométrique et 0.30 (Tableau 47) pour le mélange pauvre. Par contre, en champ lointain, les

coefficients d'atténuation sont similaires avec la valeur 0.74 pour le mélange stœchiométrique et 0.76 pour une richesse 0.65. Le fait que les courbes d'atténuation se rejoignent en champ lointain peut s'expliquer par les évolutions différentes des coefficients pour les deux richesses de mélange. L'augmentation du coefficient d'atténuation de l'impulsion en fonction de la distance à l'amorçage en aval de la barrière croît plus vite dans le cas du mélange stœchiométrique.

4.2.3.2 Influence de la hauteur de la barrière

(a) Cas d'un mélange hydrogène / air stœchiométrique ($\phi = 1$)

Afin de mener l'étude de l'influence de la hauteur du mur sur les résultats en termes d'impulsion positive de l'onde de pression en aval du mur, deux positions de murs sont retenues : $d/r_0 = 1.05$ et $d/r_0 = 1.5$. Ce choix permet de rendre compte de l'impact du confinement sur les résultats mesurés en aval de la barrière et de garantir une quantité suffisante de points de mesure pour identifier des lois d'évolution. En plus de ces deux positions de mur, la courbe des résultats moyennés sur toutes les positions de murs pour une forme, une hauteur de mur et un mélange combustible donnés est tracée pour toutes les hauteurs de barrières.

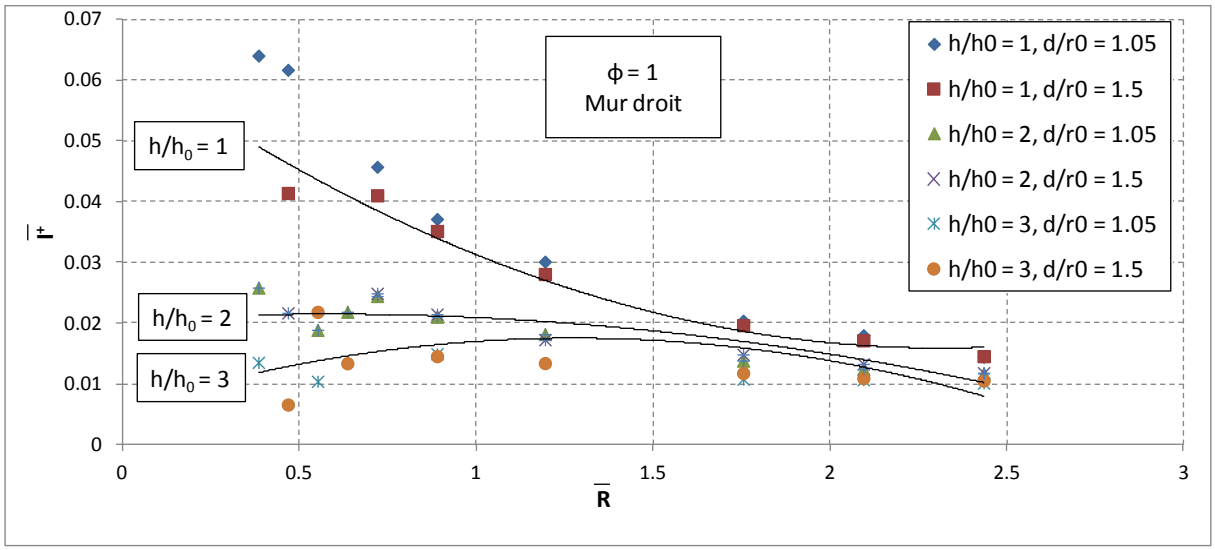


Figure 125 : Mur droit - impulsion positive réduite en fonction de la distance réduite.

Dans le cas d'un mur droit (Figure 125), l'impulsion positive mesurée en aval de la barrière varie peu avec la distance de l'amorçage, sauf pour $h/h_0 = 1$. Dans ce dernier cas l'effet protecteur du mur est nettement plus faible qu'avec l'utilisation de barrière de plus grande hauteur. Ainsi, l'évolution s'apparente plus à celle observée en champ libre, c'est-à-dire une diminution de la valeur de l'impulsion avec la distance de l'amorçage. Ainsi, par exemple, l'impulsion positive passe d'une valeur de 0.014 (0.99 Pa.s) à une distance réduite de 0.38 (0.22 m) de la source d'amorçage à 0.010 à une distance réduite de 2.43 (1.43 m) de l'amorçage pour un mur de hauteur $h/h_0 = 3$ placé à $d/r_0 = 1.05$ de la source d'amorçage. Dans le cas d'un mur de hauteur $h/h_0 = 1$, les valeurs prises par l'impulsion en ces mêmes points de mesure sont respectivement 0.069 (4.74 Pa.s) et 0.014 (1.06 Pa.s). Les

résultats pour le mur le plus bas sont respectivement 4.8 et 1.5 fois plus grand que ceux obtenus avec le mur de hauteur h/h_0 = 3 aux deux distances réduites 0.38 (0.22 m) et 2.43 (1.43 m) de l'amorçage.

La hauteur est un paramètre déterminant dans le niveau de l'impulsion relevé en aval du mur. La valeur de l'impulsion est inversement liée à la hauteur du mur. Par exemple à une distance de 0.89 (0.52 m), les résultats obtenus pour les trois hauteurs d'un mur placé à d/r_0 = 1.5 de l'amorçage sont respectivement 0.035 (2.56 Pa.s), 0.021 (1.57 Pa.s) et 0.015 (1.06 Pa.s) pour les murs de hauteur h/h_0 = 1, h/h_0 = 2 et h/h_0 = 3. L'écart des résultats entre les deux positions de mur est faible. Par exemple, pour un mur « d/r_0 = 1.05 » les résultats à une distance de 0.89 (0.52 m) de l'amorçage sont à hauteur de mur croissante : 0.037 (2.70 Pa.s), 0.021 (1.79 Pa.s) et 0.015 (1.10 Pa.s). Cela représente un écart avec les précédentes valeurs mesurées pour le mur d/r_0 = 1.5 de 5.7 %, 14.0 % et 3.5 % respectivement pour des hauteurs de mur de h/h_0 = 1, h/h_0 = 2 et h/h_0 = 3.

Dans le cas d'un mur de hauteur h/h_0 = 1, la valeur obtenue juste en aval du mur, à 0.47 (0.27 m) de l'amorçage, est bien différente pour les deux positions de murs. L'impulsion dans le cas du mur le plus proche de la source (d/r_0 = 1.05) est 49 % plus importante que celle obtenue avec le mur plus éloigné. Cela témoigne du passage de la flamme par-dessus la barrière (Figure 103).

Les lois décrivant l'évolution moyenne de l'impulsion positive réduite en fonction de la distance réduite sont :

Pour h/h_0 = 1 :

$$\overline{I^+} = 0.0089 \cdot \overline{R}^2 - 0.0413 \cdot \overline{R} + 0.0636 \qquad 4\text{-}73$$

Pour h/h_0 = 2:

$$\overline{I^+} = -0.0033 \cdot \overline{R}^2 + 0.0038 \cdot \overline{R} + 0.0208 \qquad 4\text{-}74$$

Pour h/h_0 = 3:

$$\overline{I^+} = -0.0071 \cdot \overline{R}^2 + 0.0182 \cdot \overline{R} + 0.0059 \qquad 4\text{-}75$$

Avec : - $\overline{I^+}$: impulsion positive réduite (-)

- $\overline{R}$: Distance réduite entre le point de mesure et l'amorçage (-), pour $0.38 \leq \overline{R} \leq 2.43$

Le coefficient d'atténuation de l'impulsion (Figure 126) montre bien la faible différence entre les résultats obtenus pour les deux positions de mur d/r_0 = 1.05 et d/r_0 = 1.5, à l'exception des premiers points en aval de la barrière pour h/h_0 = 1.

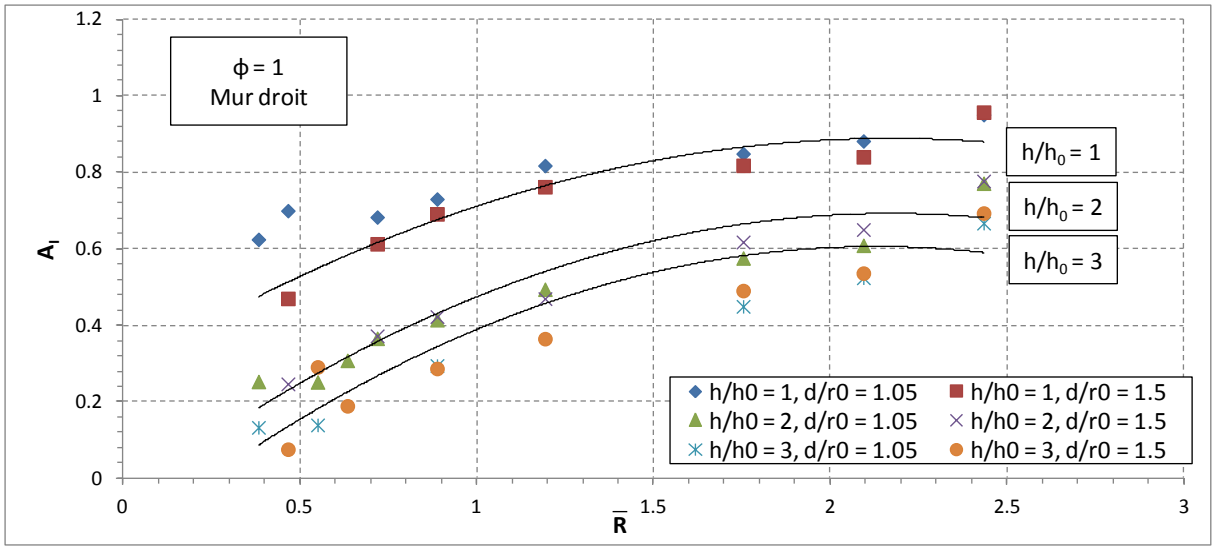


Figure 126 : Mur droit - atténuation de l'impulsion positive en fonction de la distance réduite.

Ensuite, le coefficient d'atténuation évolue de façon croissante avec la distance du point de mesure de l'amorçage. L'évolution dépend de la hauteur de la barrière. Cette évolution est modélisée (Figure 126) pour les 3 hauteurs de mur dans le cas des murs distants de d/r_0 = 1.5 de l'amorçage. Ainsi la valeur minimale mesurée juste derrière la barrière (d/r_0 = 1.5) s'élève à 0.469, 0,254 et 0.075 respectivement pour les trois hauteurs h/h_0 = 1, h/h_0 = 2 et h/h_0 = 3. Le coefficient augmente jusqu'à une valeur maximale atteinte en champ lointain, à 2.43 de l'amorçage (1.43 m). Cette valeur maximale prend les valeurs de 0.956, 0.776 et 0.692 dans les cas h/h_0 = 1, h/h_0 = 2 et h/h_0 = 3.

Ces valeurs, ainsi que celles mesurées à 0.89 (0.52 m) de l'amorçage sont reportées dans le Tableau 48.

La modélisation du coefficient d'atténuation pour les trois hauteurs de barrière est réalisée par des lois polynomiales de degré 2. Dans le cas des murs de plus grande hauteur, les lois surestiment la valeur du coefficient d'atténuation. Ces lois ont pour expressions :

Pour h/h_0 = 1 :

$$A_I = -0.1291 \cdot \bar{R}^2 + 0.5609 \cdot \bar{R} + 0.2789 \qquad 4\text{-}76$$

Pour h/h_0 = 2:

$$A_I = -0.1591 \cdot \bar{R}^2 + 0.6909 \cdot \bar{R} - 0.0579 \qquad 4\text{-}77$$

Pour h/h_0 = 3:

$$A_I = -0.1702 \cdot \bar{R}^2 + 0.7249 \cdot \bar{R} - 0.1663 \qquad 4\text{-}78$$

Avec : - A_I : coefficient d'atténuation de l'impulsion positive (-)

- $\bar{R}$: Distance réduite entre le point de mesure et l'amorçage (-), pour $0.38 \leq \bar{R} \leq 2.43$

Dans le cas d'un mur cylindrique (Figure 127), l'impulsion diminue avec la distance à la charge. Comme dans le cas du mur droit, l'évolution peut présenter un maximum local à une distance de 0.72 (0.42 m) de l'amorçage. Ce n'est pas le cas pour le mur le plus proche de la source ($d/r_0 = 1.05$) quelle que soit sa hauteur. Cela est dû au contournement du mur par la flamme pour les murs de hauteur $h/h_0 = 1$ (Figure 96) et $h/h_0 = 2$ (Figure 106).

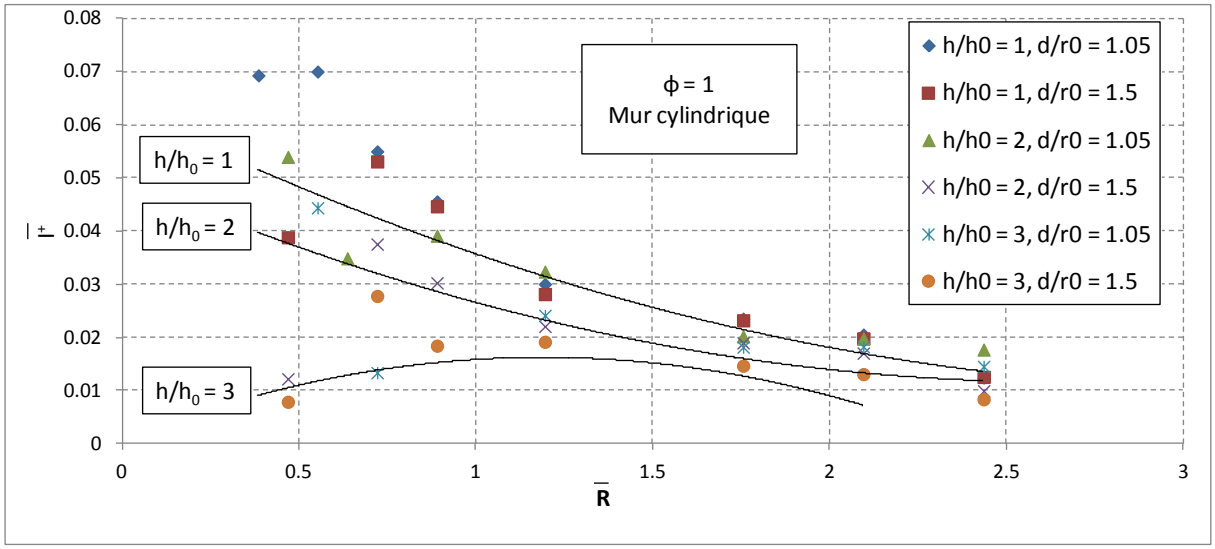


Figure 127 : Mur cylindrique - impulsion positive réduite en fonction de la distance réduite.

La hauteur a une grande influence sur les résultats, comme en configuration utilisant un mur droit. Par exemple, à une distance réduite de 0.47 (0.27 m) de l'amorçage et pour un mur lacé à $d/r_0 = 1.5$ de l'amorçage, l'impulsion prend la valeur de 0.008 (0.57 Pa.s) pour un mur de hauteur $h/h_0 = 3$ et de 0.039 (2.85 Pa.s) pour $h/h_0 = 1$. Cela représente un facteur 4.9 entre les deux valeurs. Cet écart diminue avec la distance à l'amorçage pour atteindre un facteur 1.5 entre les deux valeurs 0.008 (0.62 Pa.s) et 0.013 (0.91 Pa.s) relevées à la distance réduite de 2.43 (1.43 m) de l'amorçage pour un mur positionné à $d/r_0 = 1.5$ respectivement de hauteurs $h/h_0 = 3$ et $h/h_0 = 1$.

Bien que le coefficient d'atténuation en aval soit lié à la hauteur de la barrière en aval du mur, le contournement du mur par la flamme peut modifier cette relation. En effet, si le mur cylindrique est proche de la charge explosive, alors il se crée un confinement d'autant plus important que la hauteur du mur sera grande.

Les lois décrivant l'évolution moyenne de l'impulsion positive réduite en fonction de la distance réduite sont :

Pour $h/h_0 = 1$:

$$\bar{I}^{+} = -0.0004 \cdot \bar{R}^2 - 0.0068 \cdot \bar{R} + 0.0687 \qquad 4\text{-}79$$

Pour $h/h_0 = 2$:

$$\bar{I}^{+} = -0.0005 \cdot \bar{R}^2 - 0.0111 \cdot \bar{R} + 0.0646 \qquad 4\text{-}80$$

Pour $h/h_0 = 3$:

$$\bar{I}^{+} = -0.0019 \cdot \bar{R}^2 + 0.0112 \cdot \bar{R} + 0.0125 \qquad 4\text{-}81$$

Avec : - $\bar{I}^{+}$: impulsion positive réduite (-)

- $\bar{R}$: Distance réduite entre le point de mesure et l'amorçage (-), pour $0.38 \leq \bar{R} \leq 2.43$

Dans le cas d'un mur cylindrique, les coefficients d'atténuation sont d'autant plus élevés que la hauteur du mur est importante. La différence dû au placement du mur sur les résultats est visible dans le cas du mur le plus bas ($h/h_0 = 1$) où les premières valeurs d'atténuations diffèrent.

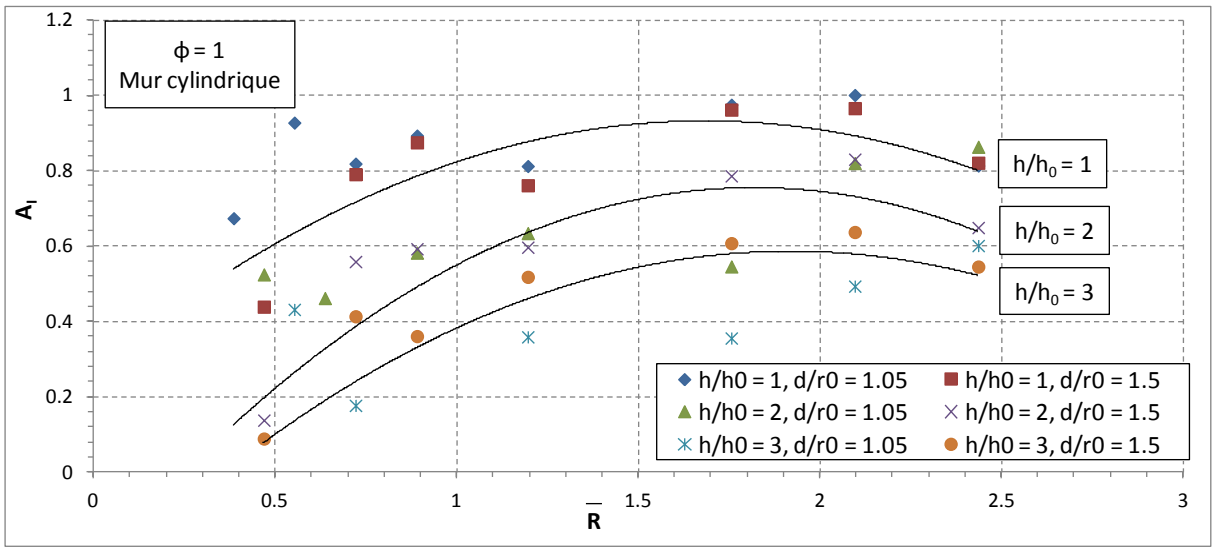


Figure 128 : Mur cylindrique - atténuation de l'impulsion positive en fonction de la distance réduite.

Le coefficient d'atténuation augmente avec la distance à l'amorçage. Les valeurs minimales, relevées à 0.89 de l'amorçage et maximales sont reportées Tableau 48.

La modélisation des résultats tracée pour chacune des hauteurs de mur (Figure 128) est faite en moyennant les résultats obtenus pour toutes les positions de barrière. Les relations décrivant l'évolution du coefficient d'atténuation de l'impulsion positive pour un mur cylindrique sont :

Pour $h/h_0 = 1$:

$$A_I = -0.233 \cdot \bar{R}^2 + 0.7849 \cdot \bar{R} + 0.2712 \qquad 4\text{-}82$$

Pour $h/h_0 = 2$:

$$A_I = -0.3063 \cdot \bar{R}^2 + 1.1147 \cdot \bar{R} - 0.2592 \qquad 4\text{-}83$$

Pour $h/h_0 = 3$:

$$A_I = -0.2412 \cdot \bar{R}^2 + 0.9263 \cdot \bar{R} - 0.3033 \qquad 4\text{-}84$$

Avec : - A_I : coefficient d'atténuation de l'impulsion positive (-)

- $\bar{R}$: Distance réduite entre le point de mesure et l'amorçage (-), pour $0.38 \leq \bar{R} \leq 2.43$

A_I		Valeur minimale	Valeur à 0.88 (0.52 m) de l'amorçage	Valeur maximale
Mur droit	$h/h_0 = 1$	0.469	0.690	0.956
	$h/h_0 = 2$	0.254	0.468	0.776
	$h/h_0 = 3$	0.075	0.364	0.692
Mur cylindrique	$h/h_0 = 1$	0.439	0.875	0.964
	$h/h_0 = 2$	0.138	0.593	0.831
	$h/h_0 = 3$	0.089	0.361	0.632

Tableau 48 : Coefficients d'atténuation obtenus pour un mélange de richesse 1, pour un mur droit ($d/r_0 = 1.5$).

Les écarts sont très faibles entre les données obtenues pour les deux formes de mur. En effet, pour un mur de hauteur $h/h_0 = 3$ par exemple, l'écart entre les coefficients d'atténuation calculés pour les deux formes de mur est respectivement de 17.1 %, 0.8 % et 9.1 % pour la valeur minimale, celle mesurée à une distance réduite de 0.88 (0.52 m) de l'amorçage et la valeur maximale. La forme du mur ne joue pas de rôle majeur dans l'effet protecteur de la barrière dans le cas d'un mélange stœchiométrique et ce pour toutes les hauteurs.

Ensuite, l'influence de la hauteur observée précédemment peut être quantifiée à l'aide des valeurs du Tableau 48. Pour un mur droit, les coefficients d'atténuation minimaux obtenus avec les murs de hauteur $h/h_0 = 2$ et $h/h_0 = 3$ sont respectivement 1.85 et 6.25 fois plus importants que le coefficient d'atténuation minimal obtenu avec le mur de plus petite hauteur. En ce qui concerne la valeur maximale obtenue en aval du mur en champ lointain (Tableau 48), la différence est moins marqué entre les coefficients d'atténuation d'impulsion positive qui marquent la tendance commune de retour aux résultats obtenus en champ libre quand le point de mesure s'éloigne du mur. Ainsi, le rapport entre coefficients d'atténuation est respectivement de 1.23 et de 1.38 entre les valeurs obtenues pour les murs de hauteur $h/h_0 = 2$ et $h/h_0 = 3$ par rapport au mur de plus petite hauteur ($h/h_0 = 1$)

(b) Cas d'un mélange pauvre hydrogène / air ($\phi = 65$)

L'influence de la hauteur du mur sur les résultats en termes d'impulsion positive est maintenant analysée dans le cas d'un mélange pauvre hydrogène-air de richesse 0.65.

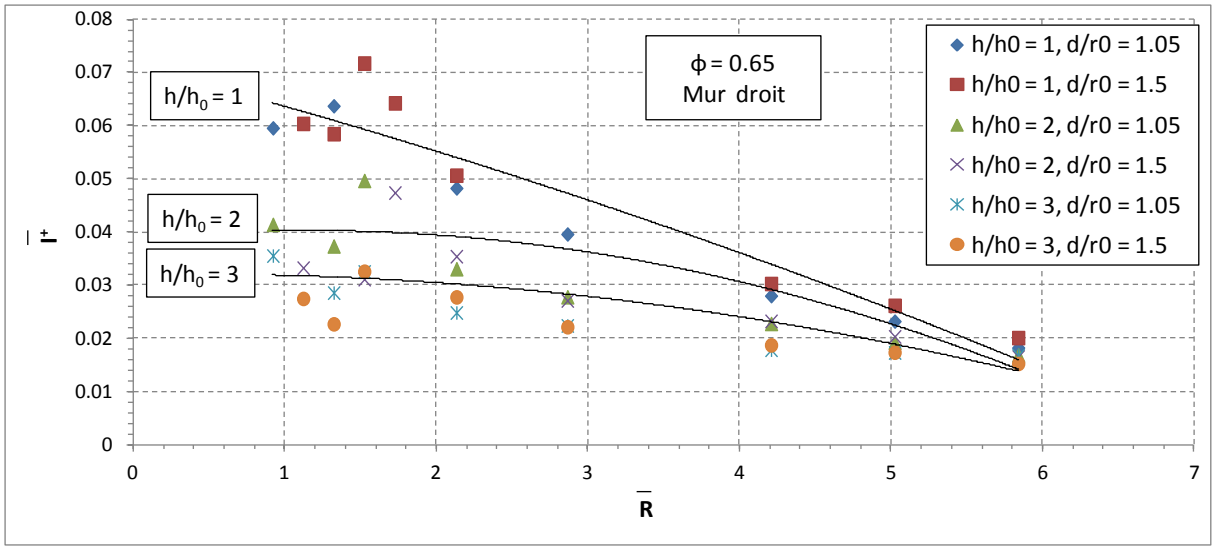


Figure 129 : Impulsion positive réduite en fonction de la distance réduite.

Les résultats (Figure 129) montrent une évolution de l'impulsion en aval de la barrière, d'abord ascendante jusqu'à un maximum local atteint pour des distances de l'amorçage comprises entre 1.52 (0.37 m) et 1.73 (0.42 m). L'impulsion en aval du mur est conditionnée par la hauteur de la barrière. Une barrière de plus grande hauteur a pour effet de diminuer la valeur de l'impulsion. Par exemple, à une distance de 2.13 de l'amorçage (0.52 m), la valeur prise par l'impulsion dans le cas d'un mur placé à $d/r_0 = 1.5$ de l'amorçage est : 0.101 (3.69 Pa.s) pour $h/h_0 = 1$, 0.071 (2.59 Pa.s) pour $h/h_0 = 2$ et 0.055 (2.00 Pa.s) pour $h/h_0 = 3$. Cela représente une diminution de 29.7 % entre $h/h_0 = 1$ et $h/h_0 = 2$ et de 22.5 % entre $h/h_0 = 2$ et $h/h_0 = 3$.

L'évolution de l'impulsion positive réduite est décrite pour les trois hauteurs de mur par les lois :

Pour $h/h_0 = 1$:

$$\bar{I}^+ = -0.0004 \cdot \bar{R}^2 - 0.0074 \cdot \bar{R} + 0.0714 \qquad 4\text{-}85$$

Pour $h/h_0 = 2$:

$$\bar{I}^+ = -0.0012 \cdot \bar{R}^2 + 0.0027 \cdot \bar{R} + 0.0387 \qquad 4\text{-}86$$

Pour $h/h_0 = 3$:

$$\bar{I}^+ = -0.0006 \cdot \bar{R}^2 + 0.0005 \cdot \bar{R} + 0.032 \qquad 4\text{-}87$$

Avec : - $\bar{I}^+$: impulsion positive réduite (-)

- $\bar{R}$: Distance réduite entre le point de mesure et l'amorçage (-), pour $0.92 \leq \bar{R} \leq 5.83$

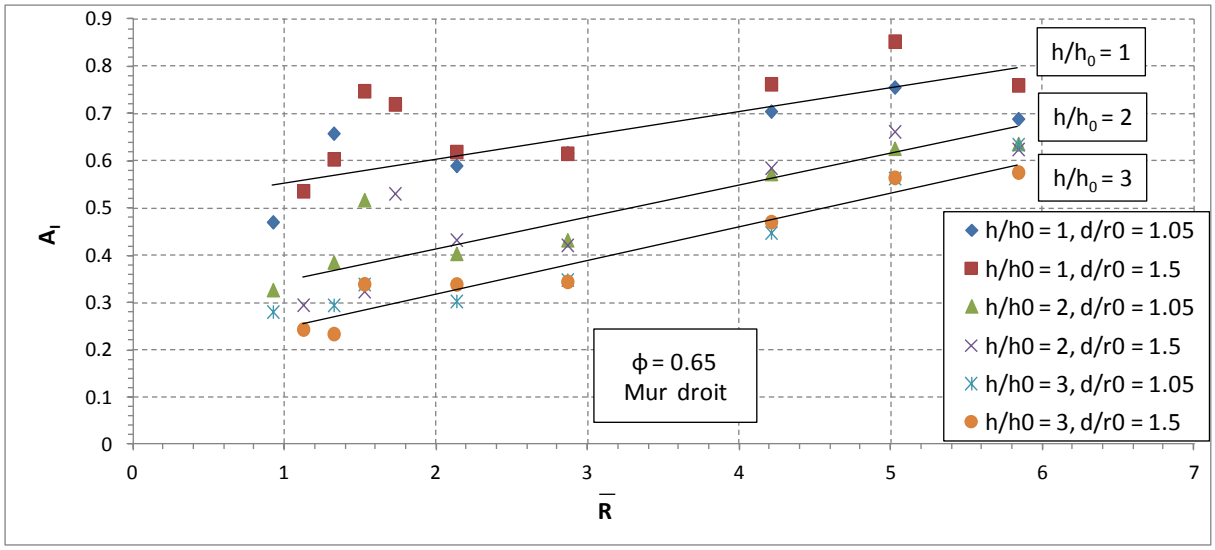


Figure 130 : Mur droit - atténuation de l'impulsion positive en fonction de la distance réduite.

Le coefficient d'atténuation de l'atténuation augmente avec la distance à l'amorçage. Il est au minimum juste après la barrière et croît jusqu'à une valeur maximale en champ lointain. Dans le cas d'un mur droit placé à $d/r_0 = 1.5$ de la source d'amorçage, le minimum d'atténuation atteint en aval de la barrière s'élève à 0.536, 0.295 et 0.234 respectivement pour des murs de hauteur $h/h_0 = 1$, $h/h_0 = 2$ et $h/h_0 = 3$. La valeur maximale atteint, quant à elle, pour les 3 hauteurs de murs classées de façon croissante : 0.853, 0.662 et 0.576. Enfin, à 2.13 (0.52 m) de la source d'amorçage, les valeurs de coefficient d'atténuation sont, pour les mêmes murs, égaux à 0.619, 0.432 et 0.339.

Les relations décrivant l'évolution du coefficient d'atténuation de l'impulsion positive pour un mur cylindrique sont :

Pour $h/h_0 = 1$:

$$A_I = -0.0243 \cdot \overline{R}^2 + 0.2092 \cdot \overline{R} + 0.3216 \qquad 4\text{-}88$$

Pour $h/h_0 = 2$:

$$A_I = -0.0097 \cdot \overline{R}^2 + 0.1345 \cdot \overline{R} + 0.1904 \qquad 4\text{-}89$$

Pour $h/h_0 = 3$:

$$A_I = -0.0004 \cdot \overline{R}^2 + 0.0743 \cdot \overline{R} + 0.1702 \qquad 4\text{-}90$$

Avec : - A_I : coefficient d'atténuation de l'impulsion positive (-)

- $\overline{R}$: Distance réduite entre le point de mesure et l'amorçage (-), pour $0.92 \leq \overline{R} \leq 5.84$

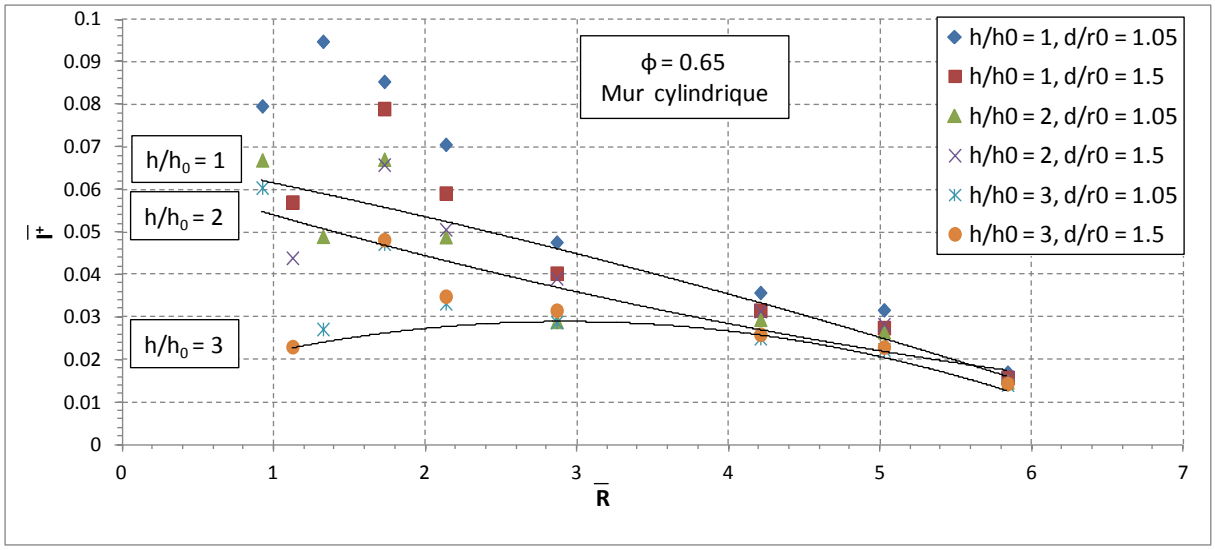


Figure 131 : Impulsion positive réduite en fonction de la distance réduite.

Dans le cas du mur cylindrique (Figure 129), l'impulsion évolue toujours de façon croissante derrière le mur jusqu'à une distance comprise entre 1.32 (0.32 m) et 1.73 (0.42 m), puis de façon décroissante avec la distance à l'amorçage. Les valeurs prises par l'impulsion dépendent fortement de la hauteur de la barrière. Ainsi, à une distance de 2.13 (0.52 m) de l'amorçage par exemple, l'impulsion prend la valeur de 0.118 pour $h/h_0 = 1$, 0.101 pour $h/h_0 = 2$ et enfin 0.069 pour $h/h_0 = 3$. Une diminution de l'impulsion positive est observée lorsque la hauteur du mur augmente.

L'influence de la position du mur peut être quantifiée par l'écart entre les données d'impulsion positive relevées à un même point pour les deux formes de murs. Pour un point de mesure placé à 0.118 (0.52 m) de l'amorçage, les écarts de valeur entre les résultats obtenus pour le mur cylindrique par rapport à ceux obtenus pour le mur droit sont pour les 3 hauteurs de mur : 19.5 % pour $h/h_0 = 1$, 3.0 % pour $h/h_0 = 2$ et enfin 4.4 % pour $h/h_0 = 3$. Les écarts sont faibles, excepté pour $h/h_0 = 1$. Ce dernier est dû au passage de la flamme par-dessus le mur (Figure 112). Par conséquent, sauf dans le cas de $h/h_0 = 1$ pour un mur placé près de la source ($d/r_0 < 1.5$), la position du mur n'a que peu d'influence sur les résultats en terme d'impulsion positive en aval de la barrière.

L'évolution de l'impulsion positive réduite est décrite pour les trois hauteurs de mur par les lois :

Pour $h/h_0 = 1$:

$$\bar{I}^{+} = -0.0004 \cdot \bar{R}^2 - 0.0068 \cdot \bar{R} + 0.0687 \qquad 4\text{-}91$$

Pour $h/h_0 = 2$:

$$\bar{I}^{+} = 0.0005 \cdot \bar{R}^2 - 0.0111 \cdot \bar{R} + 0.0646 \qquad 4\text{-}92$$

Pour $h/h_0 = 3$:

$$\bar{I}^{+} = -0.0019 \cdot \bar{R}^2 + 0.0112 \cdot \bar{R} + 0.0125 \qquad 4\text{-}93$$

Avec : - $\bar{I}^{+}$: impulsion positive réduite (-)

- $\bar{R}$: Distance réduite entre le point de mesure et l'amorçage (-), pour $0.92 \leq \bar{R} \leq 5.83$

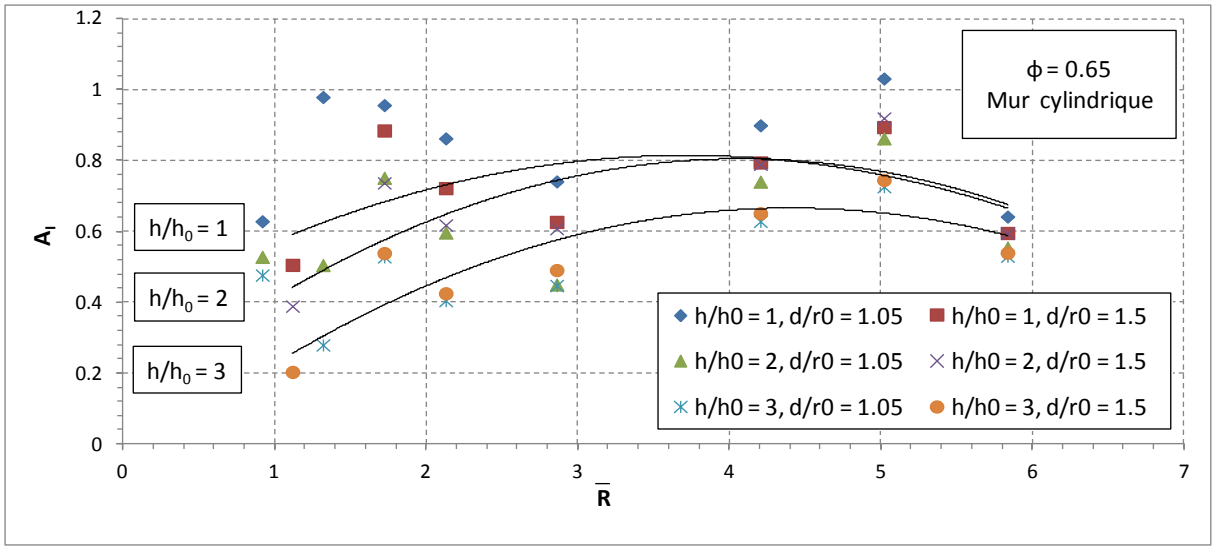


Figure 132 : Mur cylindrique - atténuation de l'impulsion positive en fonction de la distance.

La valeur de l'atténuation augmente avec la distance du point de mesure de l'amorçage. Ce dernier est d'autant plus faible que la hauteur du mur est importante.

Les relations décrivant l'évolution du coefficient d'atténuation de l'impulsion positive pour un mur cylindrique sont :

Pour $h/h_0 = 1$:

$$A_I = -0.0331 \cdot \bar{R}^2 + 0.246 \cdot \bar{R} + 0.357 \qquad 4\text{-}94$$

Pour $h/h_0 = 2$:

$$A_I = -0.0415 \cdot \bar{R}^2 + 0.3383 \cdot \bar{R} + 0.1152 \qquad 4\text{-}95$$

Pour $h/h_0 = 3$:

$$A_I = -0.0379 \cdot \bar{R}^2 + 0.3345 \cdot \bar{R} - 0.0718 \qquad 4\text{-}96$$

Avec : - A_I : coefficient d'atténuation de l'impulsion positive (-)

- $\bar{R}$: Distance réduite entre le point de mesure et l'amorçage (-), pour $0.92 \leq \bar{R} \leq 5.84$

Les valeurs minimales prises par le coefficient d'atténuation sont pour les trois hauteurs de barrière : 0.505 pour $h/h_0 = 1$, 0.389 pour $h/h_0 = 2$ et 0.203 dans le cas d'un mur de hauteur $h/h_0 = 3$ (Tableau 49). Des facteurs 1.82 et 2.29 séparent respectivement les résultats obtenus avec mur droit de hauteur $h/h_0 = 2$ et $h/h_0 = 3$ par rapport au mur de hauteur $h/h_0 = 1$. En ce qui concerne les valeurs maximales atteintes en champ lointain avec un mur droit, les coefficients d'atténuation d'impulsion sont obtenues pour les murs de hauteur $h/h_0 = 2$ et $h/h_0 = 3$ sont respectivement plus importants d'un facteur 1.29 et 1.48 par rapport au mur de plus petite hauteur.

A_I pour ϕ = 0.65 **(A_I pour ϕ =1)**		Valeur minimale	Valeur à 0.88 (0.52 m) de l'amorçage	Valeur maximale
Mur droit	h/h_0 = 1	0.536 **(0.469)**	0.619 **(0.690)**	0.853 **(0.956)**
	h/h_0 = 2	0.295 **(0.254)**	0.432 **(0.468)**	0.662 **(0.776)**
	h/h_0 = 3	0.234 **(0.075)**	0.339 **(0.364)**	0.576 **(0.692)**
Mur cylindrique	h/h_0 = 1	0.505 **(0.439)**	0.722 **(0.875)**	0.894 **(0.964)**
	h/h_0 = 2	0.389 **(0.138)**	0.618 **(0.593)**	0.920 **(0.831)**
	h/h_0 = 3	0.203 **(0.089)**	0.425 **(0.361)**	0.745 **(0.632)**

Tableau 49 : Coefficients d'atténuation moyens obtenus pour un mélange de richesse 0.65 toutes formes et hauteurs de mur considérés.

La différence des valeurs de coefficient d'atténuation d'impulsion entre les deux formes de murs pour une richesse de mélange 0.65 est faible. Par exemple, pour un mur de hauteur h/h_0 = 3, l'écart entre les valeurs obtenues pour un mur droit et un mur cylindrique est respectivement de 14.2 %, 22.5 % et 25.6 %.

L'étude des coefficients d'atténuation d'impulsion positive de l'onde de pression (Tableau 49) montre, pour la valeur minimale, des résultats plus faible pour le mélange de richesse 1 par rapport au mélange de richesse 0.65. Pour un mur droit l'écart relatif entre les deux valeurs s'élève à 13.3 %, 14.9 % et 103.1 % respectivement pour les murs de hauteur h/h_0 = 1, h/h_0 = 2 et h/h_0 = 3. Par contre, pour la valeur maximale, l'inverse est observé. En effet, le coefficient d'atténuation est supérieur dans le cas du mélange de richesse 1 que celui du mélange de richesse 0.65. Ainsi, pour un mur droit par exemple, l'écart relatif entre les deux séries de données atteint 11.4 %, 15.9 % et 18.3 %. Cette inversion de tendance est due à la progression plus rapide du coefficient d'atténuation en aval du mur avec la distance par rapport à l'amorçage dans le cas du mélange stœchiométrique par rapport à celle observée avec le mélange pauvre de richesse 0.65. D'ailleurs, l'écart relatif entre les coefficients calculés pour les deux mélanges à une distance réduite de 0.88 (0.52 m) de l'amorçage (Tableau 49) est égale à 4.4 %, 8.0 % et 7.1 % respectivement pour les trois hauteurs de barrières h/h_0 = 1, h/h_0 = 2 et h/h_0 = 3. Ces données témoignent du croisement des courbes d'évolution du coefficient d'atténuation de l'impulsion positive autour de ce point.

Les équations des courbes d'évolution moyenne d'impulsion positive réduite et du coefficient d'atténuation de l'impulsion en fonction de la distance réduite à l'amorçage sont respectivement regroupées dans les Tableau 50 et Tableau 51. Elles s'appliquent aux trois hauteurs de barrière (h/h_0 = {1 ; 2 ; 3}), aux deux formes de mur (droit et cylindrique) et aux deux mélanges hydrogène/air (stœchiométrique et de richesse 0.65). Leur domaine de validité est $\overline{R}$ = [0.38 ; 2.43] pour le mélange stœchiométrique et $\overline{R}$ = [2.92 ; 5.84] pour le mélange de richesse 0.65.

$\overline{I^+}$			
Richesse du mélange H_2/air	hauteur du mur	Mur droit	Mur Cylindrique
ϕ = 1	$h/h_0 = 1$	$0.0089 \cdot \overline{R}^2 - 0.0413 \cdot \overline{R} + 0.0636$	$0.0051 \cdot \overline{R}^2 - 0.0328 \cdot \overline{R} + 0.0634$
	$h/h_0 = 2$	$-0.0033 \cdot \overline{R}^2 + 0.0038 \cdot \overline{R} + 0.0203$	$0.0054 \cdot \overline{R}^2 - 0.029 \cdot \overline{R} + 0.05$
	$h/h_0 = 3$	$-0.0071 \cdot \overline{R}^2 + 0.0182 \cdot \overline{R} + 0.0059$	$-0.011 \cdot \overline{R}^2 + 0.0262 \cdot \overline{R} + 0.0006$
ϕ = 0.65	$h/h_0 = 1$	$-0.0004 \cdot \overline{R}^2 - 0.0074 \cdot \overline{R} + 0.0714$	$-0.0004 \cdot \overline{R}^2 - 0.0068 \cdot \overline{R} + 0.0687$
	$h/h_0 = 2$	$-0.0012 \cdot \overline{R}^2 + 0.0027 \cdot \overline{R} + 0.0387$	$0.0005 \cdot \overline{R}^2 - 0.0111 \cdot \overline{R} + 0.0646$
	$h/h_0 = 3$	$-0.0006 \cdot \overline{R}^2 + 0.0005 \cdot \overline{R} + 0.032$	$-0.0019 \cdot \overline{R}^2 + 0.0112 \cdot \overline{R} + 0.0125$

Tableau 50 : Equations d'évolution de la surpression maximale réduite en fonction de la distance réduite en aval d'un mur.

A_I			
Richesse du mélange H_2/air	hauteur du mur	Mur droit	Mur Cylindrique
ϕ = 1	$h/h_0 = 1$	$-0.1291 \cdot \overline{R}^2 + 0.5609 \cdot \overline{R} + 0.2789$	$-0.233 \cdot \overline{R}^2 + 0.7849 \cdot \overline{R} + 0.2712$
	$h/h_0 = 2$	$-0.1591 \cdot \overline{R}^2 + 0.6909 \cdot \overline{R} - 0.0579$	$-0.3063 \cdot \overline{R}^2 + 1.1147 \cdot \overline{R} - 0.2592$
	$h/h_0 = 3$	$-0.1702 \cdot \overline{R}^2 + 0.7249 \cdot \overline{R} - 0.1663$	$-0.2412 \cdot \overline{R}^2 + 0.9263 \cdot \overline{R} - 0.3033$
ϕ = 0.65	$h/h_0 = 1$	$-0.0243 \cdot \overline{R}^2 + 0.2092 \cdot \overline{R} + 0.3216$	$-0.0331 \cdot \overline{R}^2 + 0.246 \cdot \overline{R} + 0.357$
	$h/h_0 = 2$	$-0.0097 \cdot \overline{R}^2 + 0.1345 \cdot \overline{R} + 0.1904$	$-0.0415 \cdot \overline{R}^2 + 0.3383 \cdot \overline{R} + 0.1152$
	$h/h_0 = 3$	$-0.0004 \cdot \overline{R}^2 + 0.0743 \cdot \overline{R} + 0.1702$	$-0.0379 \cdot \overline{R}^2 + 0.3345 \cdot \overline{R} - 0.0718$

Tableau 51 : Equations d'évolution du coefficient d'atténuation de pression en fonction de la distance réduite en aval d'un mur.

4.2.3.3 Conclusion

L'impulsion positive de l'onde de pression est étudiée avec une barrière dont la forme, la position par rapport à l'amorçage et la hauteur varient, et ce, pour deux richesses de mélange hydrogène/air.

En comparaison aux résultats obtenus en champ libre, l'impulsion positive est bien plus faible en aval d'une barrière. Cette diminution est évaluée par le coefficient d'atténuation A_I qui est le rapport entre la valeur mesurée en présence d'un mur sur celle mesurée en champ libre. Le coefficient d'atténuation augmente avec la distance en aval de la barrière, ce qui est synonyme d'un effet protecteur amoindri en champ lointain.

La hauteur de la barrière a un effet important sur son effet protecteur qui est d'autant plus grand que la hauteur de barrière est importante. Par contre, la position (en l'absence de contournement) et la forme de la barrière ne semblent pas avoir un impact significatif sur les résultats en termes d'impulsion positive. Il est donc possible de mettre en équation l'évolution de l'impulsion positive et du coefficient d'atténuation en fonction de la distance à l'amorçage à hauteur de barrière et richesse de mélange hydrogène/air données, quelle que soit la position de la barrière.

Il a toutefois été noté que l'effet combiné de la forme et de la position de la barrière peut engendrer un effet de confinement sur la flamme qui mène, dans le cas d'une barrière proche du dispositif d'accélération de flamme ($d/r_0 < 1.5$), au contournement de la barrière par la flamme. Dans ces cas de figure, les valeurs d'impulsions sont bien plus élevées en aval de la barrière, pouvant même approcher les valeurs obtenues en champ libre.

4.3. Conclusion du chapitre :

L'étude paramétrique de l'effet protecteur de la barrière s'est portée sur sa hauteur, sa position par rapport à la charge et sa forme, et ce, pour deux richesse de mélanges hydrogène – air différentes ($\phi = 1$ et $\phi = 0.65$). Trois paramètres caractéristiques du signal de pression ont été considérés : le temps d'arrivée, la surpression maximale et l'impulsion positive de l'onde de pression. L'effet protecteur du mur a été quantifié en définissant un coefficient d'atténuation pour ces deux dernières grandeurs qui représente le rapport de la donnée mesurée en aval de la barrière sur celle mesurée en champ libre par le même capteur. Ainsi, un coefficient d'atténuation unitaire est synonyme de résultats égaux à ceux obtenus en champ libre, donc d'absence de protection.

Les travaux concernant le temps d'arrivée de l'onde de pression ont montré un retard de l'onde en aval de la barrière par rapport aux données relevées en champ libre. Ce retard provoque une perturbation dans l'évolution du temps d'arrivée qui n'est plus linéaire en fonction de la distance entre le centre d'amorçage et le point de mesure, comme elle l'était en champ libre. Par contre, en définissant un nouveau chemin de propagation comme étant la somme de la distance entre le centre d'amorçage et le sommet de la barrière et la distance séparant ce dernier point du capteur, l'évolution du temps d'arrivée de l'onde retrouve sa linéarité. La vitesse moyenne d'onde est calculée à partir du coefficient linéaire des modélisations de l'évolution du temps d'arrivée de l'onde en fonction de sa distance parcourue. Les calculs montrent l'indépendance des résultats en termes de temps d'arrivée ou de célérité moyenne vis-à-vis de la forme ou de la position de la barrière. En ce qui concerne la hauteur de la barrière, les résultats montrent pour un mélange stœchiométrique une baisse de la célérité moyenne d'onde d'autant plus grande que la hauteur de la barrière est importante pour un mélange de richesse $\phi = 1$ et une constance de la célérité moyenne d'onde pour un mélange de richesse $\phi = 0.65$ quelle que soit la hauteur de la barrière. La valeur de la célérité dans ce cas avoisine celle du son dans l'air, à laquelle était égale la célérité de l'onde en champ libre pour ce mélange.

L'impact de la barrière de protection sur la surpression maximale est très important. En aval de la barrière, la surpression maximale est atténuée par rapport aux valeurs mesurées en champ libre. Le coefficient d'atténuation minimal en aval de la barrière peut atteindre $A_P = 0.02$ dans le cas d'un mur droit de hauteur $h/h_0 = 3$ et d'un mélange stœchiométrique. Cela représente une diminution d'un facteur 50 de la surpression mesurée en champ libre en ce point. L'effet protecteur de la barrière s'estompe avec la distance à l'amorçage. Pour ce même mur et le même mélange combustible, le coefficient d'atténuation maximal pour un capteur éloigné de la source est $A_P = 0.74$. La hauteur du mur influence la valeur du coefficient d'atténuation obtenu en aval. Un facteur 14 entre le coefficient A_P est calculé juste derrière un mur droit de hauteur $h/h_0 = 1$ et $h/h_0 = 3$ (Tableau 39). Le coefficient

d'atténuation est aussi impacté par la richesse du mélange. Son augmentation est plus rapide en aval de la barrière avec un mélange stœchiométrique. Par conséquent, en partant de coefficients de valeurs plus élevées en champ proches, le coefficient d'atténuation de pression est plus faible en champ lointain pour un mélange de richesse 0.65 par rapport au mélange stœchiométrique. Ainsi, l'effet protecteur de la barrière est plus important pour un mélange pauvre (ϕ = 0.65) en champ lointain. Enfin, la forme du mur n'influence que très peu les résultats, en notant toutefois que le confinement engendré par la barrière cylindrique engendre des valeurs de surpressions légèrement plus élevées en aval de la barrière. Le confinement peut même engendrer le contournement de la barrière par la flamme impliquant des valeurs de surpression immédiatement en aval du mur plus élevées que pour d'autres positions de murs, plus éloignées. Ce phénomène a aussi été observé pour des murs doits mais dans une moindre mesure. En dehors de ce phénomène, la position du mur n'a pas une grande influence sur les résultats en termes de surpression maximale de flamme. Il est donc possible de décrire l'évolution de la surpression maximale et du coefficient d'atténuation de pression, pour chaque configuration, par une courbe d'évolution moyenne et deux courbes enveloppes encadrant les résultats.

Enfin, concernant l'impulsion positive, les mêmes remarques que pour la surpression maximale peuvent être faites. L'impulsion positive est fortement diminuée par rapport aux valeurs relevées en champ libre. Le coefficient d'atténuation peut atteindre A_i = 0.075 (Tableau 49) dans le cas d'un mur droit de hauteur h/h_0 = 3 pour un mélange hydrogène – air stœchiométrique. Cela représente un rapport de 13 entre les deux valeurs. La hauteur de la barrière influence grandement les résultats en termes d'impulsion positive. Pour la même configuration précédemment citée mais pour un mur de hauteur h/h_0 = 1, le coefficient d'atténuation prend la valeur de A_i = 0.469 (Tableau 49). Comme pour le cas de la surpression maximale, le coefficient d'atténuation est plus faible en champ proche (synonyme de protection plus efficace) pour un mélange stœchiométrique par rapport au mélange pauvre de richesse 0.65. Par contre en champ lointain, l'inverse est observé. Les courbes d'évolution se croisent aux alentours de la distance réduite 0.88 (0.52 m) où l'écart entre les deux séries de valeurs est inférieur à 10 % (Tableau 49). Enfin, la position du mur n'a pas une grande influence sur les résultats, mis à part dans le cas d'une barrière placée à proximité de la charge. Dans ce cas l'effet de confinement, plus important avec la barrière cylindrique, pourra engendrer son contournement par la flamme qui se traduit par l'augmentation des valeurs d'impulsion mesurées en aval. La faible dépendance de la position de la barrière par rapport à la source d'amorçage permet de définir des courbes d'évolution moyenne et des courbes enveloppes qui, respectivement, décrivent l'évolution du paramètre (impulsion positive ou coefficient d'atténuation d'impulsion) en fonction de la distance à l'amorçage et encadrent les résultats expérimentaux.

Chapitre 5. Etude de l'impact de l'échelle expérimentale sur l'effet protecteur de la barrière de protection

Les résultats à petite échelle ont déjà permis de conclure sur l'influence des paramètres expérimentaux étudiés, à savoir la hauteur de la barrière, sa forme et sa position par rapport à l'amorçage mais aussi la richesse du mélange, sur l'effet protecteur de la barrière de protection en son aval. Néanmoins, l'objectif est de développer un guide méthodologique pour développer une barrière dans un cas d'application réel. Il est donc nécessaire d'étudier l'effet d'échelle sur les résultats obtenus.

Contrairement au cas de la détonation où les lois de Hopkinson permettent de changer d'échelle, aucune loi de similitude n'existe en déflagration. Cela est dû à la difficulté de décrire la turbulence lors de la combustion et de prédire son évolution lors d'un changement d'échelle.

Des essais à moyenne échelle ont donc été réalisés afin de les comparer à ceux obtenus en laboratoire. Ils ont été conduits par l'INERIS, partenaire du projet BARPPRO, sur le site de Verneuil-en-Halatte.

5.1. Description des essais à moyenne échelle

5.1.1 Présentation du dispositif expérimental

5.1.1.1 Armature du dispositif

Le volume de gaz employé dans le cadre des essais à moyenne échelle est un hémisphère de rayon r_0 = 1.5 m. L'ossature de l'hémisphère est constituée par une série de 8 tubes en plastique formant les arcs de cercle tandis que la base est composée de profilés en aluminium (Figure 133). La structure est recouverte par une bâche plastique de 150 µm d'épaisseur. Cette bâche est maintenue sur la base de la structure par un élastique lui-même retenu par un électroaimant. Afin de limiter le confinement lors de l'explosion, l'électroaimant est actionné pour relâcher l'élastique entre 300 et 800 ms avant l'amorçage du mélange.

Le mélange est amorcé par une perle pyrotechnique placée à 0.05 m de hauteur. Elle délivre une énergie de 60 J au mélange combustible. Cette valeur est bien supérieure à l'énergie utilisée lors des essais à petite échelle réalisés en laboratoire qui s'élève à 350 mJ.

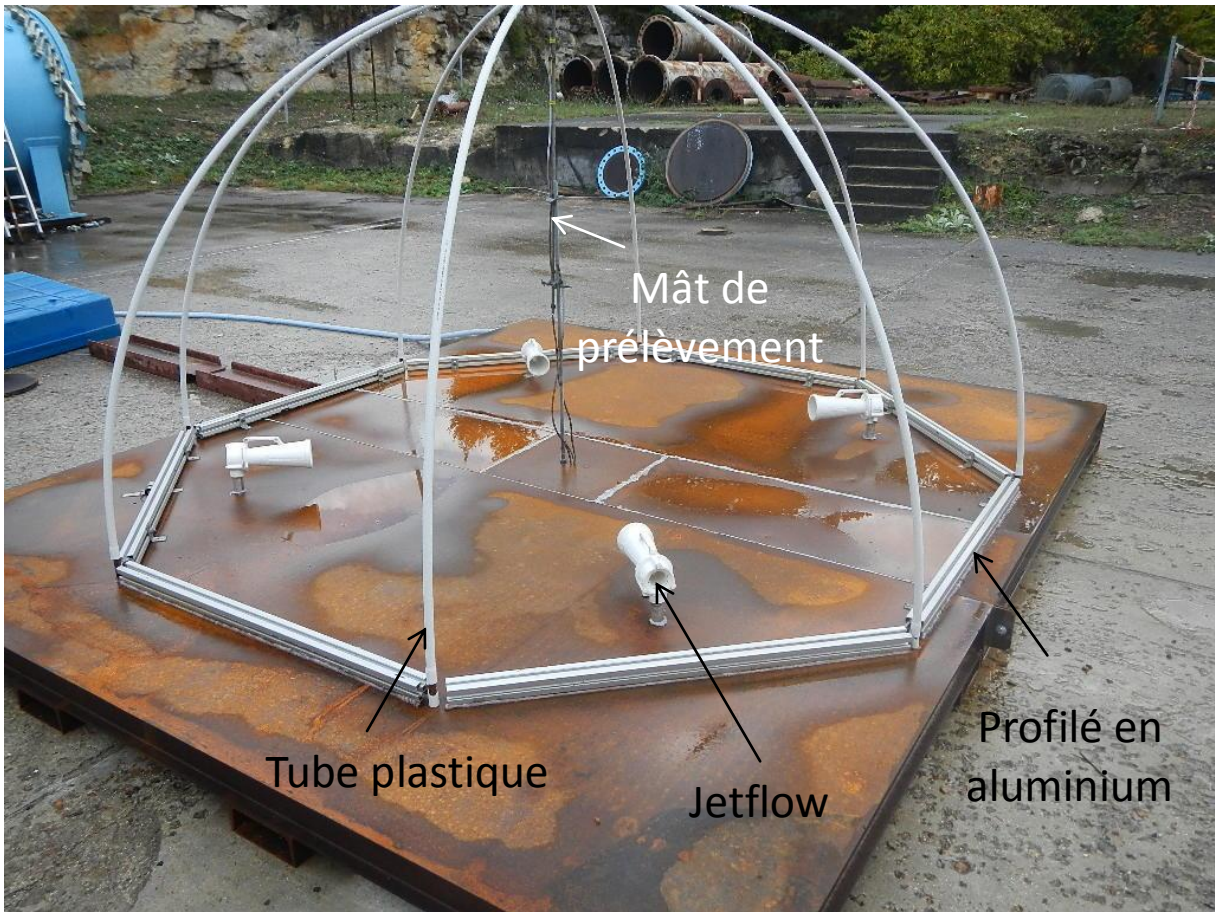


Figure 133 : Armature du dispositif expérimental utilisé à moyenne échelle (source INERIS, rapport d'étude, 2014)

5.1.1.2 Formation du volume de combustible

Le mélange combustible utilisé ici est un mélange hydrogène/oxygène/azote composé de 40 $\%_{vol}$ d'hydrogène, 20 $\%_{vol}$ d'oxygène et 40 $\%_{vol}$ d'azote (ϕ = 1). Le mélange est dans des proportions stœchiométriques. Ce mélange est injecté dans la structure à l'aide de 4 buses d'éjection (jetflows). Ces dispositifs permettent un brassage efficace du mélange combustible et donc de parvenir à former un mélange homogène dans l'enceinte.

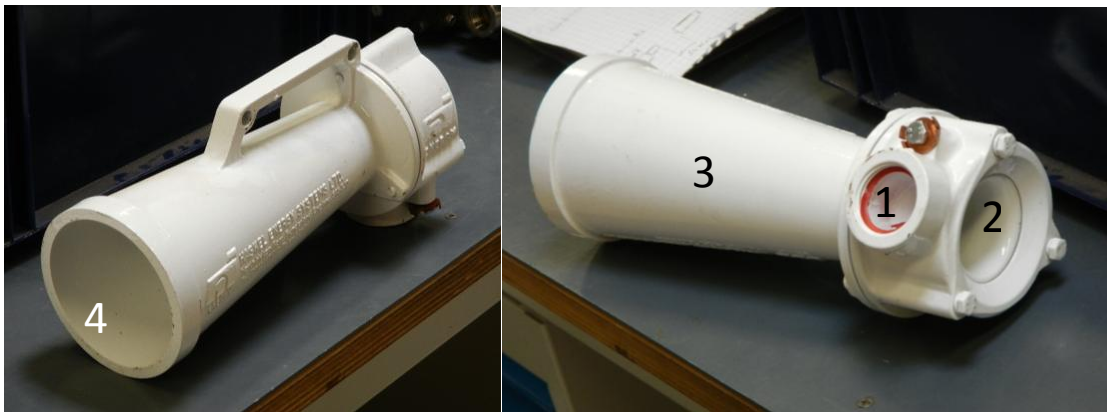


Figure 134 : Représentation d'une buse d'éjection avec ses 4 parties distinctes : 1 : entrée primaire, 2 : entrée secondaire, 3 : extérieur du tube divergent et 4 : sortie de buse. (Source : INERIS, rapport d'étude, 2014)

Son principe de fonctionnement peut être décrit en dissociant chaque partie du dispositif (Figure 134) :

Le mélange combustible est injecté par l'entrée radiale (1) et relâché par une fente annulaire à l'intérieur du venturi. Le vide ainsi créé par l'injection du mélange combustible compressé dans le jetflow entraine l'aspiration de l'air ambiant dans le dispositif par l'entrée (2). L'air aspiré se mélange avec le combustible dans le tube divergent (3). Le mélange émis à haute vitesse par la sortie (4) entraine l'air environnant dans sa propagation.

Dans le cas présent les 4 jetflows sont alimentés en mélange combustible sous une pression de 5 bars. Les 4 dispositifs sont dirigés vers le centre de l'hémisphère et placés à 0.9 m de ce dernier.

La concentration en gaz et l'homogénéité du mélange sont contrôlés par deux analyseurs d'oxygène de marque Servomex. Le prélèvement de l'échantillon de mélange par ces dispositifs sont réalisés au niveau du mât placé verticalement au centre de l'hémisphère (Figure 133) à 0.1 m et 1.4 m du sol.

L'injection via ce procédé engendre une turbulence initiale dans le mélange explosible.

Au total, un volume de 7.07 m^3 est injecté pour une énergie de nuage de $2.79.10^7$ J. En comparaison, l'énergie du nuage à petite échelle pour un mélange hydrogène – air stœchiométrique de volume 7.07 L s'élève à $2.06.10^4$ J.

5.1.1.3 Mur de protection :

Le mur de protection est formé par 6 sabots de béton de 1 mètre de largeur, 2 m de hauteur et 0.1 m d'épaisseur agencés sous la forme de deux groupes de trois sabots placés de part et d'autre d'un basting de bois central de 2 m de hauteur et de 0.17 m de largeur (Figure 135).

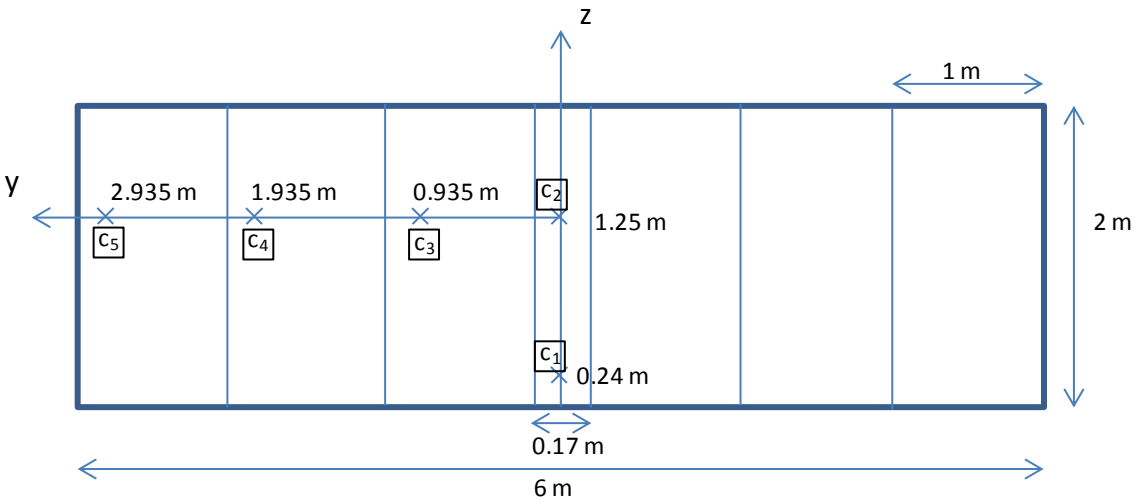


Figure 135 : Mur de protection vu de face comportant 5 capteurs de pressions numérotés.

Cinq capteurs sont montés affleurant sur la face avant du mur pour mesurer la pression réfléchie sur la structure. Le capteur 1 est placé sur le plan vertical médian du mur à 0.24 m (0.12 · h) de hauteur. Les 4 autres se situent à une hauteur de 1.25 m (0.12 h) à différentes positions sur l'axe y (Figure 135). Les capteurs utilisés dans les positions 1 à 4 sont des Kistler 0 – 2 bars. En position 5 un capteur Kistler 0 – 10 bars.

Le mur est positionné à 10 m ($\overline{R}$ = 1.54) du centre de la structure hémisphérique (Figure 136).

Figure 136 : Mur de protection positionné à 10 m du centre de la structure hémisphérique.

5.1.1.4 Chaîne de mesure

Outres les capteurs de pression disposés sur le mur, d'autres sont positionnés dans le champ d'écoulement de l'onde afin d'observer l'évolution du signal de pression avec la distance de la source d'amorçage.

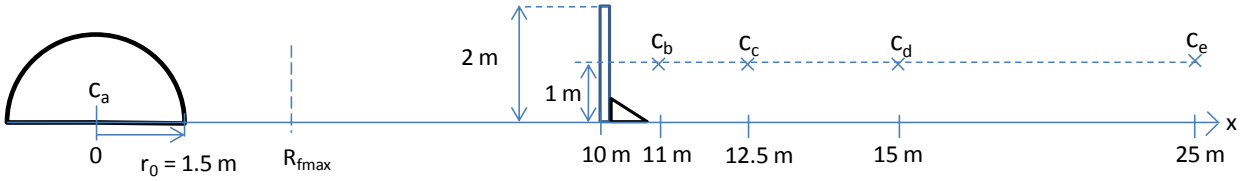


Figure 137 : Position des capteurs de pression par rapport au mur de protection.

Un capteur, c_a, est positionné au centre de l'hémisphère de gaz pour mesurer la pression des gaz brûlés (Figure 137). Quatre autres capteurs (c_b, c_c, c_d et c_e) sont placés à un mètre du sol sur des supports lenticulaires permettant ainsi de mesurer la pression incidente, respectivement à 11 m, 12.5 m, 15 m et 25 m de l'amorçage. Un autre capteur, c_r, non représenté sur la Figure 137, est positionné lui aussi à 1 m du sol, à 10 m de l'amorçage, décalé par rapport au mur. Il sert de capteur de référence. Toutes les positions de capteurs sont reportés Tableau 52.

Capteur	c_a	c_r	c_b	c_c	c_d	c_e
d (m)	0	10	11	12.5	15	25
d/r_0	0	6.67	7.33	8.33	10	16.67

Tableau 52 : Positions des capteurs, d, relativement au rayon de la charge hémisphérique r_0.

Les capteurs sont installés de manière à mesurer la pression incidente de l'onde.

5.1.2 Résultats expérimentaux

5.1.2.1 Facteur d'échelle

Afin de comparer les résultats obtenus à petite et moyenne échelle, il est nécessaire de déterminer un facteur d'échelle. Aucune loi n'existe en déflagration pour le déterminer. Par contre, en détonation, la loi de Hopkinson (1915) définit un facteur k_H tel que la surpression maximale mesurée à moyenne échelle à une distance R de l'amorçage est égale à la surpression maximale mesurée à une distance égale à $k_H \cdot R$ à petite échelle. Le coefficient k_H se calcule à partir des énergies contenues dans les nuages explosibles aux deux échelles considérées par la relation :

$$k_H = \left(\frac{E(\text{moyenne échelle})}{E(\text{petite échelle})} \right)^{\frac{1}{3}} \qquad 5\text{-}1$$

Avec : - k_H : coefficient de Hopkinson (-)

- E (moyenne échelle) : énergie du nuage contenu dans l'hémisphère de rayon r_0 = 1.5 m (J)

- E (petite échelle) : énergie du nuage contenu dans le volume de hauteur h_0 = 0.1 m, de volume V = 1.77 L et obstrué par 18 couches d'obstacle (J)

Le choix des configurations à petite échelle à considérer dans la comparaison avec la moyenne échelle se base sur les valeurs de vitesses maximales obtenues. À moyenne échelle, une caméra rapide a été utilisée pour filmer la propagation de la flamme lors des essais. Une vitesse maximale de l'ordre de 120 – 130 $m.s^{-1}$ a pu être calculée pour le mélange étudié. La valeur est légèrement plus

faible que la valeur de la vitesse maximale obtenue à petite échelle avec le mélange de richesse 0.65 qui est de 155 $m.s^{-1}$. Pour un mélange stœchiométrique, la valeur obtenue à petite échelle avec le dispositif le plus obstrué (89 couches d'obstacle) atteint 547 $m.s^{-1}$. Ce dernier dispositif est celui qui a été utilisé dans l'étude paramétrique expérimentale à petite échelle des barrières de protection. Par contre, les vitesses de 120 – 130 $m.s^{-1}$ ont été approchées avec un mélange hydrogène – air stœchiométrique mais pour des niveaux d'obstruction plus faibles au sein du dispositif d'accélération de flamme. Ainsi, avec une obstruction de 18 couches d'obstacles dans un dispositif de hauteur 0.1 m et de volume 1.77 L, une vitesse de flamme de 140 $m.s^{-1}$ est atteinte.

Dans la suite de l'étude, les deux dispositifs à petite échelle composés pour l'un de 89 couches d'obstacle (H_2/air, ϕ = 0.65) et pour l'autre de 18 couches d'obstacles (H_2/air, ϕ = 1), sont considérés. La comparaison avec les résultats à moyenne échelle nécessite le calcul des coefficients de Hopkinson k_H dans les deux cas à partir des énergies des nuages explosibles (Tableau 53).

	Moyenne échelle	Petite échelle (h_0 = 0.1 m ; d_0 = 0.15 m ; n = 18)	Petite échelle (h_0 = 0.1 m ; d_0 = 0.3 m ; n = 89)
Mélange explosible	40 $\%_{vol}$ H_2, 20 $\%_{vol}$ O_2, 40 $\%_{vol}$ N_2	H_2/air stoechiométrique	H_2/air, ϕ = 0.65
V (L)	7007	1.77	7.07
E (J)	$2.8 \cdot 10^7$	$5.2 \cdot 10^3$	$1.5 \cdot 10^4$
k_H (-)	-	17.5	12.3

Tableau 53 : Coefficients de Hopkinson (1915) entre la configuration à moyenne échelle et deux configurations à petite échelle d'obstruction différente.

5.1.2.2 Pression en champ libre

Les résultats issus des capteurs de pression sont analysés. L'étude se focalise ici sur la surpression maximale. Comme dans le cas de l'étude à petite échelle, les paramètres sont adimensionnés. La surpression maximale est ainsi considérée par rapport à la pression atmosphérique comme explicité équation (4-2). Concernant la distance à l'amorçage, R, elle est prise sous sa forme réduite (équation 4-7). Pour la calculer il est nécessaire de déterminer l'énergie du mélange combustible.

Capteur	c_a	c_r	c_b	c_c	c_d	c_e
$\overline{R}$	0	1.54	1.69	1.92	2.30	3.84
$\overline{\Delta P}_{max}$	0.250	0.077	0.061	0.057	0.045	0.033

Tableau 54 : Surpressions maximales en champ libre pour chaque capteur et distances réduites associées.

Les résultats en champ libre montrent une décroissance de la surpression maximale en fonction de la distance réduite du point de mesure par rapport à l'amorçage. Les valeurs obtenues sont comparées à celles issues de la configuration petite échelle, richesse 0.65 (Figure 138).

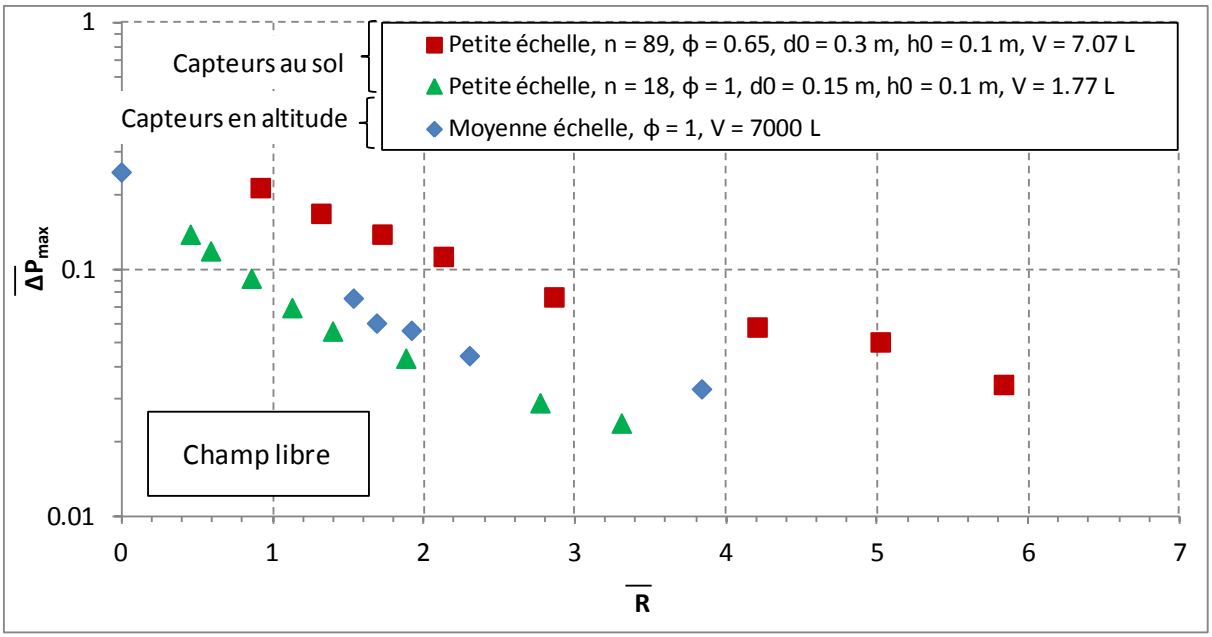


Figure 138 : Comparaison de la surpression maximale obtenue en champ libre à moyenne échelle et à petite échelle.

L'utilisation de l'échelle réduite pour les distances permet de comparer les surpressions maximales dans les deux échelles. Il apparait dès lors que les valeurs obtenues en l'absence de mur sont inférieures de moitié à moyenne échelle par rapport aux résultats obtenus à petite échelle à richesse 0.65 (Figure 138). Par contre un écart moyen plus faible (27.8 %) sépare les valeurs obtenues à moyenne échelle et celles à petite échelle dans le dispositif de hauteur h_0 = 0.1 m et obstrué par 18 couches d'obstacle pour la même richesse.

Le coefficient de Hopkinson (1915) permet de déterminer à quelle distance équivalente à grande échelle, une surpression obtenue à petite échelle serait mesurée. Pour cela il suffit de multiplier la distance à laquelle la surpression a été mesurée à petite échelle par le coefficient k_H. En effectuant cette opération pour le dispositif obstrué par 18 couches d'obstacle et donc pour un coefficient de Hopkinson k_H = 17.5 (Tableau 53) il est possible de tracer les résultats en termes de surpression obtenus aux deux échelles sur une même échelle de distances (Figure 139).

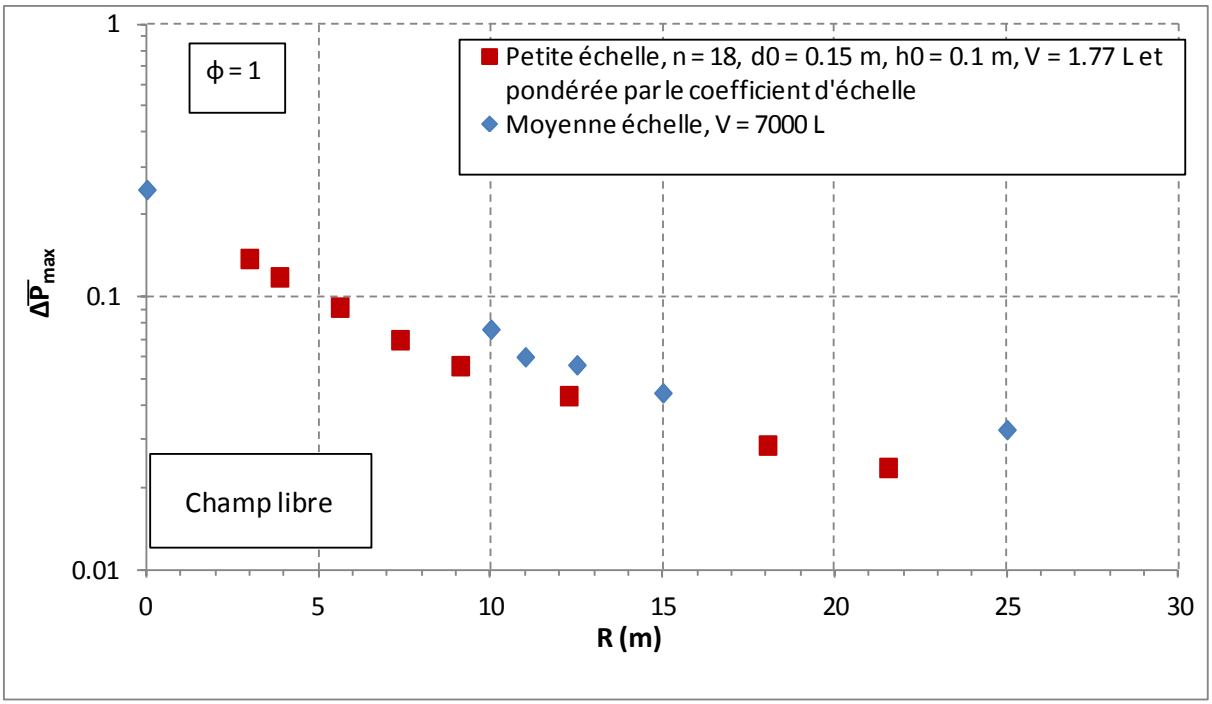


Figure 139 : Surpressions maximales mesurées à moyenne échelle et à petite échelle en fonction de la distance du point de mesure, effective pour la moyenne échelle ou équivalente selon la loi de similitude d'Hopkinson pour la petite échelle.

Les résultats de l'application de la loi d'Hopkinson sur le dispositif à petite échelle obstrué par 18 couches d'obstacle (Figure 139) montrent un écart de 33.3 % entre les données, voisin de celui observé sur la Figure 138.

5.1.2.3 Pression en avale d'une barrière de protection droite

Deux types de résultats sont relevés en présence d'un mur : les surpressions réfléchies sur le mur mesurées par les capteurs représentés Figure 135 et les surpressions relevées en aval du mur par les capteurs décrits Figure 137.

	Champ libre	En aval du mur				
Capteur	c_r	c_1	c_2	c_3	c_4	c_5
$\overline{R}$	1.54	1.54	1.55	1.55	1.58	1.61
$\overline{\Delta P_{max}}$	0.077	0.211	0.181	0.184	0.183	0.158
Coefficient de réflexion	-	2.74	2.35	2.39	2.38	2.05

Tableau 55 : Moyenne échelle - surpressions maximales réfléchies sur le mur.

Les valeurs de surpressions réfléchies sont bien supérieures à la pression incidente mesurée à la même distance. La comparaison du capteur c_2, placé sur le mur, à 1.25 m de hauteur, et du capteur de référence donne un facteur 2.74 entre la surpression réfléchie et la surpression incidente. Ensuite,

il apparait que les capteurs c1 et c2, placés tous deux sur le plan de symétrie vertical du mur de protection et respectivement placés à 0.24 m et 1.25 m de hauteur relèvent des surpressions maximales bien différentes. En effet, la surpression au capteur c_1, plus près du sol est 16.6 % plus élevée que celle mesurée au capteur c_2. La différence est due à l'interaction de l'onde avec le sol.

En ce qui concerne les résultats en aval du mur, les résultats relatifs à la surpression maximale et au coefficient d'atténuation de pression sont reportés dans le Tableau 56.

	Champ libre	En aval du mur			
Capteur	c_r	c_b	c_c	c_d	c_e
$\overline{R}$	1.54	1.69	1.92	2.30	3.84
$\overline{\Delta P_{max}}$	0.077	0.060	0.056	0.044	0.033
A_P	-	0.75	0.91	1.11	1.33

Tableau 56 : Moyenne échelle - surpressions maximales incidentes et coefficient d'atténuation A_p en aval du mur.

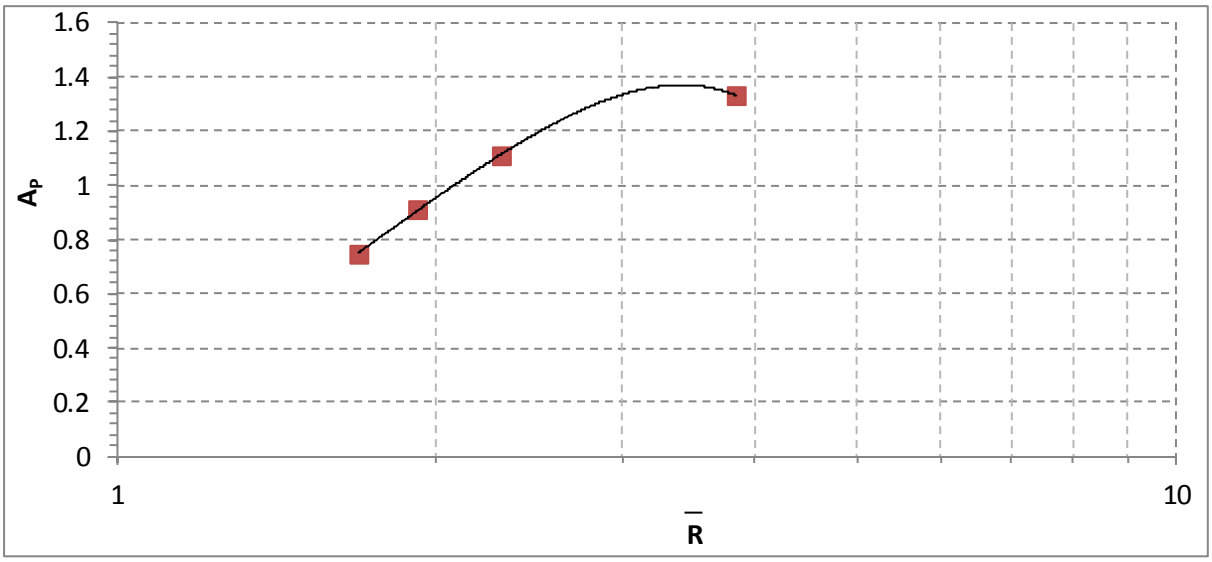


Figure 140 : Evolution du coefficient d'atténuation de la surpression maximale en aval de la barrière dans la configuration à moyenne échelle.

Le coefficient d'atténuation augmente avec la distance de l'amorçage en aval de la barrière (Figure 140). L'effet protecteur diminue donc sur l'ensemble de l'intervalle d'étude $1.54 \leq \overline{R} \leq 3.84$. Le coefficient d'atténuation de pression peut s'exprimer en fonction de la distance réduite par l'équation :

$$A_p = -0.2084 \cdot \overline{R}^2 + 1.4231 \cdot \overline{R} - 1.0585 \qquad 5\text{-}2$$

Avec : - A_p : coefficient d'atténuation de pression (-)

- $\overline{R}$ distance réduite entre le capteur de pression et l'amorçage (-), $1.54 \leq \overline{R} \leq 3.84$

Le dépassement de la valeur unitaire par le coefficient d'atténuation signifiant des surpressions obtenues en aval d'une barrière supérieures à celles mesurées en champ libre peut s'expliquer par la grande dispersion des résultats expérimentaux lors de cette campagne d'essais (40 %).

5.1.2.4 Comparaison avec les résultats à petite échelle

Afin de comparer les résultats obtenus pour les deux échelles différentes, il est nécessaire de déterminer la configuration à petite échelle à utiliser pour servir de référence. Pour cela il faut analyser les caractéristiques de la configuration à moyenne échelle.

$\bar{d}$: distance réduite mur/amorçage	h/h_0	h_c/h
1.54	1.33	0.5

Tableau 57 : Rappel de certains paramètres expérimentaux des essais à moyenne échelle

En plus des paramètres rappelés au Tableau 57, le mélange employé lors des essais à moyenne échelle est un mélange proche des conditions stœchiométriques, enrichi en oxygène.

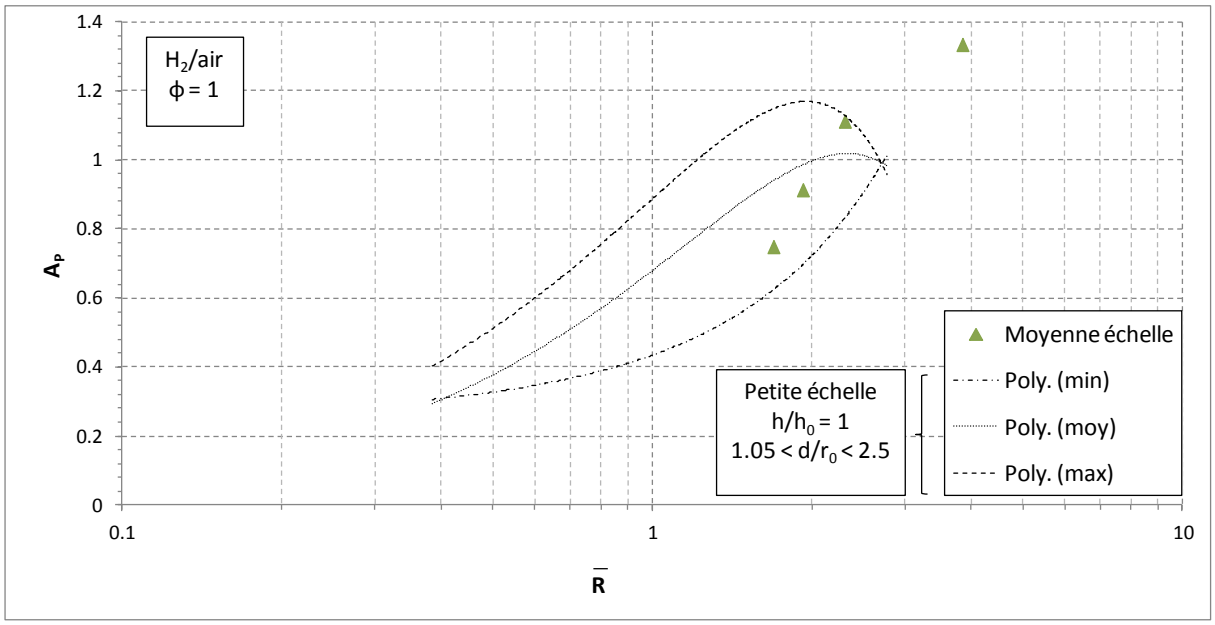


Figure 141 : Coefficients d'atténuation de pression à moyenne échelle comparés aux valeurs moyennes, minimales et maximales modélisées à petite échelle.

Le rapport h/h_0 à moyenne échelle (Tableau 57) s'approche du mur de hauteur h_0 = 0.1 m à petite échelle (h/h_0 = 1). Les résultats à moyennes échelles sont donc comparés aux courbes modélisant les valeurs minimales, maximales et moyennes du coefficient d'atténuation obtenues à petite échelle pour un mur droit de hauteur h/h_0 = 1, pour un mélange hydrogène/air stœchiométrique et pour toutes les positons de mur ($1.05 < d/r_0 < 2.5$) (Figure 141). Les équations de ces courbes sont :

Pour les valeurs moyennes :

$$A_P = -0.1905 \cdot \bar{R}^2 + 0.8896 \cdot \bar{R} - 0.0205 \qquad 5\text{-}3$$

Pour les valeurs minimales :

$$A_P = 0.0498 \cdot \overline{R}^2 + 0.1394 \cdot \overline{R} + 0.2448 \qquad 5\text{-}4$$

Pour les valeurs maximales :

$$A_P = -0.3127 \cdot \overline{R}^2 + 1.2194 \cdot \overline{R} - 0.0202 \qquad 5\text{-}5$$

Avec : - A_p : coefficient d'atténuation de pression (-)

- $\overline{R}$ distance réduite entre le capteur de pression et l'amorçage (-), $0.38 \leq \overline{R} \leq 2.43$

Les courbes ne sont définies que pour des distance réduites comprises dans l'intervalle $\overline{R}$ = [0.38 ; 2.43]. Ainsi la comparaison entre les deux échelles ne pourra se faire que pour les trois premiers points mesurés à moyenne échelle. En effet, le dernier point est associé à la distance réduite $\overline{R}$ = 3.84. Le coefficient d'atténuation calculé pour ce point, A_P = 1.33 (Tableau 58), est bien supérieure à 1. Cela indique que la surpression est 33 % plus élevée que la surpression obtenue en champ libre. Cela semble incompatible avec un effet protecteur procuré par le mur.

Comme à petite échelle, le coefficient d'atténuation augmente avec la distance dans la configuration à moyenne échelle (Figure 141). Les trois points de mesures à moyenne échelle sont compris entre les courbes enveloppes obtenues à petite échelle. L'écart entre la courbe moyenne à petite échelle et les essais à moyenne échelle est au maximum de 25 % pour le premier point et de 8.3 % pour les autres.

$\overline{R}$	A_P moyenne échelle	A_P petite échelle					
		A_P max.	Ecart/moyenne échelle (%)	A_P min.	Ecart/moyenne échelle (%)	A_P moyen	Ecart/moyenne échelle (%)
1.69	0.75	1.15	+ 53.3	0.62	- 17.3	0.94	+ 25.3
1.92	0.91	1.17	+ 28.6	0.70	- 23.1	0.99	+ 8.8
2.30	1.11	1.13	+ 1.8	0.83	- 25.2	1.02	- 8.1
3.84	1.33	hors plage		hors plage		hors plage	

Tableau 58 : Comparaison des coefficients d'atténuation de pression obtenus à moyenne échelles et modélisés à petite échelle par l'équation.

5.2. Conclusion du chapitre

Les essais en champ libre ont montré que la vitesse maximale de flamme obtenue à moyenne échelle pour un mélange explosible initialement turbulent était plus faible que celle générée par les dispositifs d'accélération de flamme utilisés à petite échelle pour l'étude des murs de protection. Néanmoins, une correspondance entre les résultats obtenus avec un dispositif de hauteur h_0 = 0.1 m et obstrué par 18 couches d'obstacles et ceux à moyenne échelle a pu être mis en évidence. Cette

correspondance concerne à la fois la vitesse maximale de flamme mais aussi les surpressions maximales, exprimées en échelle réduite. L'application de la loi de similitude de Hopkinson (1915) dans ce cas d'application de déflagration engendre une erreur relative de l'ordre de 30 %.

Enfin, les essais avec barrière de protection ont mis en évidence un écart moyen de 14.0 % entre les résultats obtenus à moyenne échelle et à l'échelle du laboratoire (valeurs moyennes). Cependant, plusieurs différences existent entre les deux configurations comparées :

- les capteurs de pression sont placés en altitude dans le cas des essais à moyenne échelle alors que ceux-ci sont au sol à petite échelle,

- la barrière utilisée lors des essais à moyenne échelle ne peut être considérée infinie. En effet, le rapport de la hauteur sur la longueur de la barrière est égal à 3 à moyenne échelle contre au minimum 9.4 à petite échelle (h = 0.3 m et longueur de mur de 2.83 m),

- les murs à moyenne échelle sont dotés d'un sabot en leur aval qui peut intéragir avec la propagation de l'onde de pression.

Ces résultats sont donc encourageants pour valider les essais à l'échelle du laboratoire mais ne permettent cependant pas de conclure étant donné l'unique configuration à moyenne échelle testée et les disparités entre les deux campagnes expérimentales.

Conclusion et perspectives

Les travaux réalisés dans le cadre de ce mémoire ont eu pour objet d'améliorer l'évaluation des effets d'une barrière de protection placée dans le champ d'écoulement d'une onde de pression en régime de déflagration.

L'étude de la barrière a nécessité l'élaboration d'un dispositif d'accélération de flamme dans le but de générer une onde de pression d'amplitude suffisamment importante pour la mesure de la pression en aval de la barrière. Le dispositif a évolué avec un volume compris dans l'intervalle V = [1.77 L ; 7.07 L] et une obstruction composée de 1 à 89 couches d'obstacles. La vitesse maximale de flamme, ainsi que le temps d'arrivée, la surpression maximale et l'impulsion positive de l'onde de pression ont été étudiées. Des lois d'évolution de ces paramètres ont été élaborées, à commencer par celle de la vitesse de flamme en fonction du nombre de couches d'obstructions, n, pour les deux hauteurs de dispositifs et l'ensemble de la plage de degré d'obstruction. Les trois paramètres de l'onde de pression ont été modélisées pour des distances de l'amorçage comprises en 0.22 m et 1.43 m et pour tous les degrés d'obstruction pour une hauteur de dispositif h_0 = 0.1 m. De manière générale, l'augmentation de l'obstruction au sein du dispositif est accompagnée d'une diminution du temps d'arrivée et de l'augmentation de la surpression maximale et de l'impulsion positive.

Pour le dispositif le plus obstrué (h_0 = 0.1 m, d_0 = 0.3 m, n = 89), l'influence de la réactivité du mélange hydrogène/air a été étudiée en modifiant sa richesse pour des valeurs comprises entre ϕ = 0.4 et ϕ = 2.5. Les résultats ont montré une augmentation rapide des valeurs de vitesse maximale de flamme, de surpression maximale et d'impulsion positive avec la richesse du mélange jusqu'à ϕ = 1.1. Les valeurs décroissent ensuite. L'évolution de ces paramètres et du temps d'arrivée de l'onde de pression a été modélisée en fonction de la richesse du mélange et de la distance à l'amorçage.

Les résultats expérimentaux ont ensuite été comparés aux modèles existant dans la littérature. La vitesse maximale de flamme a d'abord été calculée à partir des modèles de Deshaies (1981), Grüne (2003) et Dorofeev (2001). Le modèle de Deshaies (1981) a été considéré sous ses formes de première approximation en zone incompressible ($R < R_f$), en zone acoustique ($R > R_f$) et de dérivée du rayon déterminé à partir de la double intégration du signal de pression. Les trois formes du modèle permettent de calculer les vitesses maximales de flamme avec une erreur inférieure à 20 % par rapport aux résultats expérimentaux. La forme issue de la double intégration du signal de pression est plus précise que les deux autres. L'inconvénient de ce modèle est la nécessité de connaître la surpression maximale dans le cas de l'approximation du premier ordre, voire l'historique complet du signal de pression pour l'autre forme, afin de calculer la vitesse de flamme.

Les modèles de Grüne (2003) et de Dorofeev (2001) permettent de calculer la vitesse maximale de flamme sans la nécessité de connaître la surpression. Seules les caractéristiques du mélange explosible et de la configuration expérimentale sont requises. Cependant, dans le cas du modèle de Grüne (2003), deux constantes k et k' sont introduites par l'auteur. Leur estimation est effectuée en interpolant des résultats expérimentaux déjà disponibles. Cela limite l'adaptabilité du modèle pour des configurations nouvelles. Dans le cas des essais expérimentaux de la thèse, le modèle a été

adapté pour les dimensions de la charge, l'obstruction et les réactivités de mélange employées. Dans ces conditions, un écart de 22 % a été obtenu avec les valeurs expérimentales.

L'application du modèle de Dorofeev (2001) aux résultats expérimentaux à géométrie variable a mené à l'obtention de valeurs de vitesse maximale de flamme présentant un écart de 59 % avec les valeurs expérimentales. Cet écart important peut s'expliquer par le développement du modèle à partir de configurations à moyenne échelle. Pour les essais à réactivité de mélange variable, les vitesses maximales de flamme obtenues avec le modèle présentent un écart très important avec les résultats expérimentaux pour des mélanges de richesse supérieure à $\phi = 1.1$. Cela peut s'expliquer par la validation du modèle par l'auteur en configuration obstruée uniquement pour des mélanges stœchiométriques.

Enfin, les résultats expérimentaux très variés de la présente étude ont permis d'utiliser les méthodes multi-énergie et Baker-Strehlow-Tang (1999) sur presque l'ensemble des courbes d'abaques qu'elles proposent. Dans le cas de la méthode multi-énergie, les résultats expérimentaux s'échelonnent entre les courbes d'indice 2 et 9. L'application de la matrice de Kinsella (1993) aux configurations expérimentales a engendré des résultats conservatifs mais qui surestiment beaucoup les valeurs expérimentales. Ceci est dû à la simplicité de la méthode qui propose deux ou trois niveaux pour chaque critère d'évaluation qui la compose, la réactivité du mélange n'en faisant pas partie. En ce qui concerne la méthode BST, les courbes d'abaque sont labellisées par une valeur de vitesse de flamme. La comparaison avec les valeurs obtenues expérimentalement est donc plus précise. La méthode s'est montrée conservative avec toutes les configurations. Comme pour la méthode multi-énergie, une matrice est disponible pour aider au choix de la courbe d'abaque en fonction de la configuration désirée. Les valeurs de vitesse maximale de flamme données par la matrice de Pierorazio (2005) ont été supérieures aux valeurs expérimentales. L'imprécision de la matrice est inhérente à sa simplicité puisque, comme dans le cas de la matrice de Kinsella (1993), seul deux ou trois niveaux sont disponibles pour chaque critère.

Le dispositif d'accélération de flamme a évolué au fil des essais pour prendre la forme finale d'un cylindre de hauteur $h_0 = 0.1$ m, de diamètre $d_0 = 0.3$ m et obstrué par 89 couches d'obstacles. La vitesse maximale de flamme et les principales caractéristiques de l'onde de pression générée sont parfaitement connues. Ces données sont utilisées comme références pour l'analyse des murs et de leur effet protecteur. L'étude paramétrique se concentre sur la hauteur h de la barrière par rapport à la hauteur h_0 de la charge explosive ($1 < h/h_0 < 3$), et sur sa position, d, par rapport à l'amorçage ($1.05 < d/r_0 < 2.5$). Deux formes de mur (droit et cylindrique) et deux richesses de mélanges hydrogène/air ($\phi = 1$ et $\phi = 0.65$) sont de plus considérées.

L'étude de l'impact de la barrière sur la propagation de l'onde s'est portée sur trois caractéristiques de cette dernière : le temps d'arrivée, la surpression maximale et l'impulsion positive. Ces paramètres, de même que la distance, sont considérés dans leur forme réduite.

Concernant le temps d'arrivée de l'onde de pression, alors que ce dernier évolue linéairement avec la distance en champ libre, une discontinuité apparaît lors des essais avec barrière. Ce retard de l'onde visible au niveau de la barrière témoigne de son contournement par l'onde. En effet, en définissant un parcours de contournement empruntant le chemin de plus court par-dessus le mur pour atteindre un point de mesure, le tracé du temps d'arrivée en fonction de la distance suivant ce nouveau parcourt redevient linéaire, comme en champ libre. Cette définition de parcours est donc utilisée

dans l'étude du temps d'arrivée de l'onde de pression pour les configurations comportant une barrière. La comparaison des résultats pour toutes les configurations étudiées montre une relative indépendance du temps d'arrivée par rapport à la position de la barrière et à sa forme. Par contre, la hauteur de la barrière induit une diminution de la célérité moyenne de l'onde. Dans le cas d'un mélange stœchiométrique, la célérité moyenne d'onde est supersonique en champ libre. Sa valeur diminue avec la hauteur de la barrière pour se rapprocher de la célérité du son dans l'air. Dans le cas du mélange pauvre, la célérité moyenne en champ libre est déjà de l'ordre de celle du son dans l'air. La présence de la barrière n'aura donc pas d'influence sur la célérité de l'onde dans ce cas. L'évolution du temps d'arrivée étant linéaire dans toutes les configurations, une loi unique a été développée décrivant son évolution en fonction de la distance quelle que soit la hauteur de la barrière.

En aval de la barrière de protection, la surpression maximale, second paramètre de l'onde étudié, diminue fortement par rapport aux résultats obtenus en champ libre. L'effet protecteur de la barrière est quantifié en définissant un coefficient d'atténuation de pression, A_P, défini par le rapport entre la surpression mesurée en aval d'une barrière et celle en champ libre au même point de mesure. Ce coefficient A_P est d'autant plus petit que la protection du mur est importante, avec un coefficient unitaire synonyme d'une situation équivalente au champ libre. En présence d'un mur, l'effet protecteur diminue avec la distance en aval. L'influence de la hauteur de la barrière se concrétise par la diminution du coefficient A_P lorsque la hauteur du mur augmente. La richesse du mélange a une influence sur la valeur des coefficients d'atténuation calculés en aval de la barrière. Que ce soit pour un mélange hydrogène/air stœchiométrique ou de richesse 0.65, le coefficient augmente en aval du mur avec la distance mais l'augmentation est beaucoup plus rapide dans le cas d'un mélange stœchiométrique. Néanmoins, les valeurs minimales atteintes pour le premier capteur derrière le mur sont plus faible dans le cas de ce mélange. Ces deux observations entraînent l'obtention de coefficients d'atténuation en général plus faibles dans le cas d'un mélange de richesse 0.65 en champ lointain par rapport à ceux obtenus pour un mélange stœchiométrique. Enfin, la position du mur par rapport à la source d'amorçage n'a que peu d'influence sur les résultats en termes de surpression maximale. Néanmoins, dans le cas des murs placés proches du dispositif d'accélération de flamme ($d/r_0 \leq 1.5$) et donc à des distances inférieures au rayon maximale de flamme, la flamme peut être amenée à contourner la barrière. Ce phénomène a été observé dans une plus grande mesure avec les barrières cylindriques qui génèrent un confinement plus important. Dans les autres cas, la forme de la barrière n'a que peu d'impact sur les résultats.

La surpression maximale est utilisée en France dans le cadre des PPRT pour délimiter les zones de danger autour des sites classés SEVESO. Ces zones sont associées à des valeurs seuil (50 mbar, 140 mbar, 200 mbar…). En considérant les niveaux de pression générés par les dispositifs d'accélération de flamme pour un mélange stœchiométrique hydrogène/air et un mélange hydrogène/air de richesse 0.65, la présence d'un mur de protection diminue grandement l'étendue des zones de danger.

Enfin, en ce qui concerne l'impulsion positive, tout comme pour la surpression maximale, les valeurs mesurées en aval d'une barrière sont plus faibles que celles obtenues en champ libre. Le coefficient d'atténuation de l'impulsion, définie comme le coefficient d'atténuation de pression, augmente avec la distance en aval, synonyme d'une protection dégressive. La position et la forme du mur n'ont pas une grande influence sur les résultats, exceptés dans le cas d'un mur placé proche de la charge où le

contournement de la flamme peut induire des niveaux de surpression proches de ceux obtenus en champ libre en aval de la barrière. Enfin, l'effet protecteur de la barrière augmente avec sa hauteur.

Les résultats concernant les trois paramètres de l'onde étudiés ont été mis en équation pour chaque hauteur et forme de barrière pour les deux richesses de mélange hydrogène/air étudiées. Des courbes moyennes ont été élaborées regroupant toutes les positions de mur considérées. Ces courbes constituent un outil pour la prédiction des effets d'une onde de pression en aval d'une barrière à petite échelle.

Enfin, les résultats à petite échelle sont comparés avec ceux obtenus lors d'essais réalisés à moyenne échelle par l'INERIS, partenaire industriel du projet. Dans le cadre de ces essais, un volume de gaz non obstrué mais avec une turbulence initiale est utilisé. Le mélange explosible utilisé est un mélange hydrogène/air enrichi en oxygène. Les valeurs de vitesse de flamme et de surpression sont beaucoup plus faibles que celles utilisées dans le cadre des essais à petite échelle. En termes de vitesse de flamme et de surpression maximale, la configuration à moyenne échelle correspond à la configuration obstruée par 18 couches, de hauteur h_0 = 0.1 m et de diamètre d_0 = 0.15 m (V = 1.77 L).

Ce mémoire a donc permis de décrire l'effet protecteur d'un mur en fonction de sa hauteur, de sa position par rapport à l'amorçage pour deux ondes incidentes différentes. Cet apport se présente sous la forme d'un ensemble de courbes décrivant l'évolution des coefficients d'atténuation de pression et d'impulsion en aval de la barrière. Ces travaux proposent aussi une étude complète à petite échelle de l'impact du degré d'obstruction et de la réactivité du mélange sur la vitesse de flamme, le temps d'arrivée, la surpression maximale et l'impulsion positive de l'onde de pression. Pour toutes ces configurations à petite échelle, des modèles, surtout utilisés à moyenne échelle, ont pu être appliqués pour évaluer leur précision pour ces paramètres expérimentaux.

Par contre, certains travaux restent à réaliser pour compléter ces éléments. Les perspectives concernant l'étude de l'effet protecteur portent sur la comparaison de résultats obtenus numériquement aux présents résultats expérimentaux à petite échelle. La validation des simulations à petite échelle permettra de réaliser des études numériques à plus grande échelle. Les essais numériques seraient aussi l'occasion de visualiser la propagation de l'onde et son interaction avec la barrière. Expérimentalement, la visualisation par la strioscopie pourrait être réalisée pour les mêmes raisons.

Bibliographie

Arrêté du 10 mai 2000 relatif à la prévention des accidents majeurs impliquant des substances ou des préparations dangereuses présentes dans certaines catégories d'installations classées pour la protection de l'environnement soumises à autorisation, JO n° 141 du 20 juin 2000, 2000.

Arrêté du 29 septembre 2005 relatif à l'évaluation et à la prise en compte de la probabilité d'occurrence, de la cinétique, de l'intensité des effets et de la gravité des conséquences des accidents potentiels dans les études de dangers des installations classées soumises à autorisation, JORF n°234 du 07 octobre 2005, 2005.

Baker, Q. A., Tang, M. J., Scheier, E. A., & Silva, G. J., Vapor cloud explosion analysis. Process Safety Progress, 15(2), 106-109, 1996.

Bauwens, C. R., Chaffee, J., & Dorofeev, S., Effect of ignition location, vent size, and obstacles on vented explosion overpressures in propane-air mixtures. Combustion Science and Technology, 182(11-12), 1915-1932, 2010.

Bradley, D., Lau, A., & Lawes, M., Flame stretch rate as a determinant of turbulent burning velocity. Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A: Physical and Engineering Sciences, 338(1650), 359, 1992.

Buncefield Major Incident Investigation Board: The Buncefield Incident 11 December 2005, The final report of the Major Incident Investigation Board Volume 1, 2008.

Cambray, P., Deshaies, B., & Clavin, P., Solution des équations d'Euler associées à l'expansion d'une sphère à vitesse constante. Le Journal de Physique Colloques, 40(C8), 8-8, 1979.

Ciccarelli, G., Boccio, J., Ginsberg, T., Finfrock, C., Gerlach, L., Tagawa, H., et al., The effect of initial temperature on flame acceleration and deflagration-to-detonation transition phenomenon: Brookhaven National Lab., Upton, NY (United States), 1998.

Cox, J. D., Wagman, D. D., and Medvedev, V. A., CODATA Key Values for Thermodynamics, Hemisphere Publishing Corp., New York, 1989.

Council Directive 82/501/EEC, on the major-accident hazards of certain industrial activities, OJ L 230, 1982/08/05, 1982.

Council Directive 96/82/EC, on the control of major-accident hazards involving dangerous substances, 1996.

Council Directive 2012/18/EU, of the European Parliament and of the Council of 4 July 2012 on the control of major-accident hazards involving dangerous substances, amending and subsequently repealing Council Directive 96/82/EC Text with EEA relevance, OJ L 197, 2012/07/24, 2012.

Cox, J.D., Wagman, D.D., and Medvedev, V.A., CODATA Key Values for Thermodynamics, Hemisphere Publishing Corp., New York, 1989.

CSB, US Chemical Safety and Hazard Investigation Board. Investigation Report Refinery Explosion and Fire. Report no 2005-04-I-TX, 2007.

Dahoe, A., Laminar burning velocities of hydrogen–air mixtures from closed vessel gas explosions. Journal of loss prevention in the process industries, 18(3), 152-166, 2005.

Deshaies, B., Les flammes sphériques : propagation divergente et combustion stationnaire, thèse de doctorat, Université de Poitiers, 1981.

Dorofeev, S. B., Sidorov, V. P., Alekseev, V., Air-Blast Parameters from Detonation of Gaseous, Heterogeneous and Fuel Rich Fuel-air Explosives. Moscow: State Research Program 'Safety', 1991.

Dorofeev, S. B., A flame speed correlation for unconfined gaseous explosions (Vol. 26). Hoboken, NJ, Etats-Unis: Wiley, 2007.

Dorofeev, S. B., Flame acceleration and explosion safety applications. Proceedings of the Combustion Institute, 33(2), 2161-2175, 2011.

EN 14994, Gas Explosion Venting Protecting Systems, 2007.

Encyclopedia Air Liquide, http://encyclopedia.airliquide.com, consulté le 20/09/2014.

European Standard: Gas explosion venting protective systems, EN 14994:2007, 2007.

Eveillard, S., Propagation d'une onde de choc en présence d'une barrière de protection, thèse de doctorat, Université d'Orléans, 2013.

Giesbrecht, H., Hess, K., Leuckel, W., & Maurer, B., Analysis of explosion hazards on spontaneous release of inflammable gases into the atmosphere. Germ Chem Eng, 4, 305-314, 1981.

Gonzalez, R. C., Richard E. woods and Steven L. Eddins, Digital Image Processing using MATLAB: Pearson Education, Dorling Kindersley, South Asia, 2004.

Gostintsev, Yu.A., Istratov, A.G. and Shulenin, Yu.V., Self-similar propagation of a free turbulent flame in mixed gas mixtures, Fizika Goreniya i Vzryva. Combustion, Explosion, and ShockWaves 24, 63–70, 1988.

Groethe, M.,Colton, J., Choba, S. and Sato, Y., Hydrogen deflagrations at large scale, Proc World Hydrogen Energy Conf, Yokohama, Japan, 2004.

Groethe, M., Merilo, E., Colton, J., Chiba, S., Sato, Y., & Iwabuchi, H., Large-scale hydrogen deflagrations and detonations. International Journal of Hydrogen Energy, 32(13), 2125-2133, 2007.

Grüne, J., Veser, A., Stern, G., Breitung, W., & Dorofeev, S., Acceleration of unconfined flames in congested areas. 19th Int. Colloquium on Dynamics of Explosions and Reactive Systems (ICDERS), Hakone, Japan, 2003.

Grüne, J., Sempert, K., Haberstroh, H., Kuznetsov, M., & Jordan, T., Experimental Investigation Of Hydrogen-Air Deflagrations And Detonations In Semi-Confined Flat Layers. Journal of loss prevention in the process industries, 2011.

Gugan K., Flixborough - a combustion specialists view, Chem. Eng. 341–352, 1976.

Health and Safety Executive, The Flixborough Disaster: Report of the Court of Inquiry, HMSO, 1975.

Health and Safety Executive: Buncefield Explosion Mechanism Phase 1 Volumes 1 and 2, Report RR718, 2008.

Hopkinson B., British Ordonance Board Minutes, 13565, 1915.

Hu, E., Huang, Z., He, J., Jin, C., & Zheng, J., Experimental and numerical study on laminar burning characteristics of premixed methane-hydrogen-air flames. International Journal of Hydrogen Energy, 34(11), 4876-4888, 2009.

Huang, Z., Zhang, Y., Zeng, K., Liu, B., Wang, Q., & Jiang, D., Measurements of laminar burning velocities for natural gas–hydrogen–air mixtures. Combustion and Flame, 146(1), 302-311, 2006.

IUPAC. Compendium of Chemical Terminology, 2nd ed. (the "Gold Book"). Compiled by A. D. McNaught and A. Wilkinson. Blackwell Scientific Publications, Oxford, 1997.

Kim, W. K., Mogi, T., & Dobashi, R., Fundamental study on accidental explosion behavior of hydrogen-air mixtures in an open space. International Journal of Hydrogen Energy, 38(19), 8024-8029, 2013.

Kinsella, K. G., A rapid assessment methodology for the prediction of vapour cloud explosions: Technical Research of Finland, 1993.

Lewis, B., & Von Elbe, G., Combustion, flames and explosions of gases: Academic Press., 1987.

Loi n° 2003-699 du 30 juillet 2003 relative à la prévention des risques technologiques et naturels et à la réparation des dommages, 2003.

Melani, L., Accélération d'une flamme hydrogène-air en milieu obstrué et/ou confiné. Thèse de doctorat de l'université d'Orleans, 2010.

Mercx, W. P. M., editor, Modelling and Experimental Research into Gas Explosions, Overall final report of the project MERGE, CEC contract STEP-CT-0111(SSMA), European Commission, Directorate General XII, Brussels, Belgium, 1994a.

Mercx, W. P. M., Johnston, D.M. and Puttock, J., Validation of scaling techniques for experimental vapor cloud explosion investigations, Proc. 28th AIChE Annual Loss Prevention Symposium on Risk Analysis and Process Safety Management, Atlanta, GA, 1994b.

Mercx, W., & Van den Berg, A., The explosion blast prediction model in the revised CPR 14^{E} (Yellow Book). Process Safety Progress, 16(3), 152-159, 1997.

Molkov, V., Makarov, D.V. and Schneider, H., Hydrogen–air deflagrations in open atmosphere: Large eddy simulation analysis of experimental data, Proc. 1st Int Conf on Hydrogen Safety, Pisa, Italy, September 8–10, 2005.

Molkov, V., Bragin, M., A novel correlation for vented hydrogen/air deflagrations, Proc. 7^{th} Int. Conf. on Fire and Explosion Hazards, pp. 975 – 984, Providence, R.I., USA, 2013 .

Morley, C., Gaseq: a chemical equilibrium program for Windows. http:// www. gaseq. co. uk., 2005.

NFPA 68, Standard on Explosion Protection by Deflagration Venting 2007 Edition, 2007.

OSHA, U., Process safety management of highly hazardous chemicals. 29 CFR 1910.119, 1910.

OSHA, U., Occupational Safety and Health Administration, 55 FR 29150 – 29173, July 27, 1990.

Pierorazio, A. J., Thomas, J. K., Baker, Q. A., & Ketchum, D. E., An update to the Baker–Strehlow–Tang vapor cloud explosion prediction methodology flame speed table. Process Safety Progress, 24(1), 59-65, 2005.

Proust, C., Formation - Inflammation - Combustion des Atmosphères Explosives (ATEX) et Effets Associés, Habilitation à Diriger des Recherches, 12 février 2004.

Royle, M., Shirvill, L., & Roberts, T., Vapour cloud explosions from the ignition of methane/hydrogen/air mixtures in a congested region. Proc. of 2nd International Conference on Hydrogen Safety, San Sebastian, Spain, 2007.

Sadee C., The Characteristics of the Explosion of Cyclohexane at the Nypro (UK) Flixborough Plant on 1st June 1974, Journal of Occupational Accidents, 1, pp. 203-235, 1976.

SFEPA, Syndicat des Fabricants d'Explosifs, de Pyrotechnie et d'Artifices, Guide de bonnes pratiques en pyrotechnie, 2009.

Strehlow, R. A., Luckritz, R. T., Adamczyk, A. A., & Shimpi, S. A., The blast wave generated by spherical flames. Combustion and Flame, 35, 297-310, 1979.

US Department of Labor: The Phillips 66 Company Houston Chemical Complex Explosion and Fire, A Report to the President, US Department of Labor Occupational Safety and Health Administration, 1990.

Tang, M. J., & Baker, Q. A., A new set of blast curves from vapor cloud explosion. Process Safety Progress, 18(4), 235-240, 1999.

Taylor, G., The air wave surrounding an expanding sphere. Proc. of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences, 273-292, 1946.

Vaagsaether, K., Knudsen, V., & Bjerketvedt, D., Simulation of flame acceleration and DDT in H2-air mixture with a flux limiter centered method. International Journal of Hydrogen Energy, 32(13), 2186-2191, 2007.

Vagelopoulos, C., Egolfopoulos, F., & Law, C., Further considerations on the determination of laminar flame speeds from streched flames. Proc. of the Twenty-Fifth Symposium (International) on Combustion, 1995.

Van den Berg, A., The multi-energy method: a framework for vapour cloud explosion blast prediction. Journal of Hazardous Materials, 12(1), 1-10, 1985.

Zeeuwen, J., Wiekema, B., The Measurement of Relative Reac tivities of Combustible Gases. Conference on Mechanisms of Explosions in Dispersed Energetic Material, 1978.

Annexes

Annexe 1 : Fiches techniques de la chaîne de mesure

- Capteur PCB 113B21

- Plage de mesure : 0 - 13.79 bar

- Sensibilité (± 15 %) : 0.36 V/bar

- Pression maximale admissible : 68.95 bar

- Résolution : $7 \cdot 10^{-5}$ bar

- Fréquence de résonnance : ≥ 500 kHz

- Temps de montée : ≤ 1.0 µs

- Capteur PCB 113B26

- Plage de mesure : 0 - 3.45 bar

- Sensibilité (± 10 %) : 0.145 V/bar

- Pression maximale admissible : 68.95 bar

- Résolution : $14 \cdot 10^{-5}$ bar

- Fréquence de résonnance : ≥ 500 kHz

- Temps de montée : ≤ 1.0 µs

- Microphone B&K 4941-A11

- Plage de mesure : 0 – 0.316 bar

- Sensibilité : 0.9 V/bar

- Microphone B&K 4938-A11

- Plage de mesure : 0 – 0.080 bar

- Sensibilité : 16 V/bar

- Amplificateur PCB 482C05

- Nombre de canaux : 4

- Type de capteur en entrée : ICP

- Gain en tension (± 1 % à 500 Hz) : 1 :1

- Plage de sortie (Maximum) : ± 10 V

- Réponse basse fréquence (- 5 %) : < 0.1 Hz

- Réponse haute fréquence (- 5%) : > 1000 kHz

- Réponse de phase (à 1 kHz) : ± 1°

- Module B&K Type 3050-A-060

- Nombre de canaux : 6

- Plage de fréquence : 0 – 51.2 kHz

Annexe 2 : Fiches techniques de l'alimentation en gaz

- Régulateur de débit massique BROOKS 5850 S

Conditions d'utilisation :

- Fluide : Air, Azote

- Pression en amont : 3 bar

- Pression en aval : 1 bar

- Débit maximum : 30 $L.min^{-1}$

- Température ambiante

Spécifications techniques :

- Type : 0.5 % Pts $\pm$ 0.1 % % PE

- Température d'utilisation : 0 à 65 °C

- Pression maximale : 100 bar

- Régulateur de débit massique BROOKS MF50S ATEX zone 2

Conditions d'utilisation :

- Fluide : hydrogène

- Pression en amont : 3 bar

- Pression en aval : 1 bar

- Débit maximum : 30 $L.min^{-1}$

- Température ambiante

Spécifications techniques :

- Type : 0.5 % Pts $\pm$ 0.1 % % PE

- Température d'utilisation : 0 à 65 °C

- Pression maximale : 100 bar

Annexe 3 : Programme de traitement vidéo

Lors des essais expérimentaux à petite échelle, des données vidéo sont capturées afin de déterminer la position de la flamme en fonction du temps. De cette position est calculé le rayon de flamme et la vitesse de flamme instantanée. Le traitement automatisé par un script Matlab permet une constance dans le processus d'identification et de sélection des points du front de flamme, points dont les coordonnées seront la donnée d'entrée du calcul du rayon de la flamme. En effet, un exercice manuel ne garantit pas la reproductibilité du traitement des données.

Ainsi, l'utilisation d'un programme permet d'avoir un traitement plus rapide, plus précis et méthodologiquement identique dans tous les cas.

Afin de garantir la possibilité d'utiliser ce programme dans un large éventail de configurations expérimentales différentes en terme de géométrie et de dimensions d'enceintes, d'obstruction ou de confinement, il est nécessaire de le doter d'une grande adaptabilité.

La structure même du programme a été élaborée dans cette optique. Elle sera présentée après avoir rappelé quelques points de formalisme algorithmique.

A3 - 1 Vue globale et formalisme

Le but de tout programme est de réaliser des opérations sur des grandeurs d'entrées et de retourner un résultat en l'assignant à des variables de sortie. La Figure 142 présente schématiquement les entrées/sorties du programme.

Figure 142 : Diagramme entrée sortie du programme de traitement vidéo.

Le programme de traitement vidéo a la fonction de retourner l'évolution du rayon de flamme et la vitesse instantanée de la flamme, à partir des données vidéo d'entrée ainsi que de divers paramètres d'entrée définis par l'utilisateur ou assignés au sein du programme. Les sorties indiquées en Figure 142 sont mis à la disposition de l'utilisation sous différentes formes. Elles sont dans un premier temps tracées en fonction de variables et à des échelles qui facilitent leur lisibilité, la compréhension et l'interprétation de ces dernières. Ainsi l'utilisateur a un aperçu direct du résultat du programme et peut d'une part juger de sa bonne marche et d'autre part considérer directement les variables de sortie. Les données sont dans un second temps disponibles numériquement, assignées à des variables. Leur lecture directe permet une meilleure précision dans les résultats qu'une lecture

graphique. Ces éléments, figures et variables, sont aussi sauvegardés sur un périphérique de stockage de masse prédéfini afin de garantir l'accessibilité dans le temps à ces données.

Cependant, pour arriver à ce résultat, un certain nombre d'opérations doivent être réalisées. L'algorithme employé ici va effectuer ces opérations les unes après les autres. On parle dans ce cas d'algorithme séquentiel.

Dans un souci de clarté, d'efficacité et d'adaptabilité, les différentes opérations ont été organisées en sous-fonctions. Cela permet de regrouper les calculs remplissant une même tâche dans une seule entité. De cette manière, il est possible d'avoir une vue d'ensemble du programme en analysant uniquement l'enchainement des sous-fonctions. Par la même occasion, délimiter clairement les entités de même rôle optimise l'organisation des lignes de code et donc facilite leur identification au sein d'un ensemble, leur lecture ainsi que leur compréhension. Ensuite, l'efficacité du programme, quantifiable par le temps machine qu'il consomme et inversement lié à ce dernier, sera accrue. Ceci s'explique par l'utilisation de variables internes se substituant au recours systématique aux variables globales. Les premières sont associées à une fonction. Elles ne sont pas stockées définitivement et ne peuvent donc pas être appelées par d'autres fonctions ou par l'utilisateur. L'intérêt est double : moins de mémoire est utilisé et les mêmes noms de variables peuvent être utilisés dans des fonctions différentes.

Enfin l'emploi de fonctions permet une adaptabilité et une interaction avec l'utilisateur qui sont plus pratiques à mettre en place. En effet, le changement de la configuration d'une expérimentation ne va impacter qu'une partie du code. Il suffira donc de rendre compatibles les fonctions impactées par ces changements et d'en créer de nouvelles variantes en conséquence. Le choix entre les variantes pourra ensuite faire l'objet d'un choix utilisateur ou d'une intégration au code.

A3 - 2 Revue de l'arborescence

L'arborescence du programme permet d'avoir une vision globale de son fonctionnement et de sa structure.

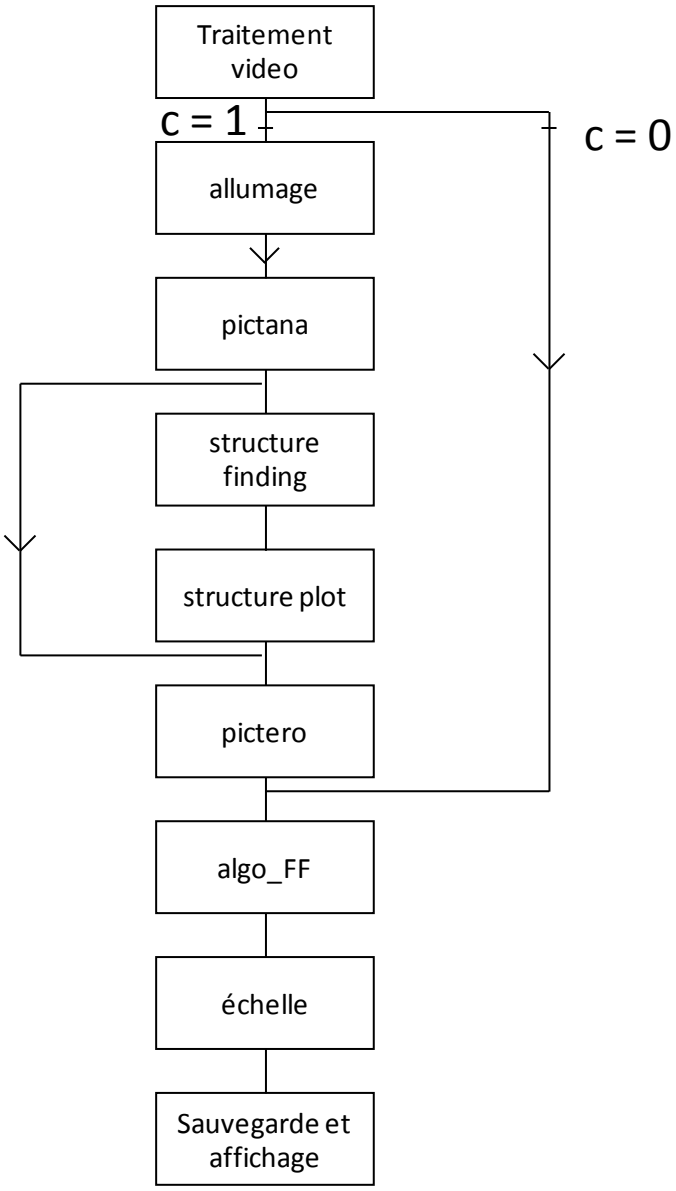


Figure 143 : Architecture fonctionnelle du programme de traitement vidéo. « c » est la variable associée à la validation du chemin emprunté.

La Figure 143 présente l'ensemble des fonctions composant le programme ainsi que leur l'enchainement. Le rôle de chacune de ces fonctions est décrit ci-après :

- Traitement_video : Premier élément implémenté, son utilité réside dans l'extraction des images composant les données vidéo sources. L'autre apport est l'identification et le stockage de la taille des images. Le programme Matlab ayant une vision matricielle des variables, une image d'une certaine dimension, exprimée en nombre de pixels, sera stockée sous la forme d'une matrice de même dimension. Chaque cellule de cette matrice ainsi formée décrit l'état d'un pixel de l'image correspondante. L'état de la cellule s'exprime par un chiffre compris en 0 et 1 désignant une nuance de gris particulière, 0 se référant au noir et 1 au blanc.
  Nota : L'élément traitement_vidéo n'est pas structurellement parlant une fonction. Elle jouit d'un script propre et nécessite un lancement préalable et indépendant du programme

principal. Cela permet de travailler plusieurs fois sur les mêmes données vidéo sans avoir à les extraire systématiquement.

- Allumage : Ce second élément de l'algorithme et première fonction du programme principal a pour mission de convertir les images, initialement en nuances de gris et extraites précédemment, en images en noir et blanc. Cette opération est réalisée par accentuation du contraste de l'image en assignant la valeur de 1 aux pixels à la luminosité importante due à la présence de la flamme et la valeur de 0 à ceux dont la teinte n'est imputable qu'au rayonnement lumineux de la flamme voisine. Une image en noir et blanc permet de définir clairement la frontière entre la flamme et le reste de l'espace. Cet ensemble d'images constitue la donnée d'entrée des fonctions suivantes.

- Pictana : Il est question dans cette partie du programme de la localisation de l'allumage. La localisation est importante puisque le point d'amorçage constitue l'origine géométrique des calculs de rayons de flamme. Pour la déterminer, l'utilisateur sélectionne une image où la flamme est encore naissante. Dans ces conditions, la flamme est uniformément répartie autour du point d'amorçage. Le programme détermine alors la zone où la flamme est présente sur l'image sélectionnée et calcul son centre de gravité. La figure sur laquelle l'amorçage est visible est sauvegardée dans le cas où un contrôle ultérieur serait nécessaire. Dans le cas où la flamme ne serait pas visible au moment de l'amorçage (par exemple dans une configuration fortement obstruée), les coordonnées du point d'amorçage doivent être rentrées manuellement.

- Structure_finding : Cette fonction a pour but d'identifier la présence d'une possible structure dans le chemin de flamme. Cette structure peut être par exemple une partie de l'armature constitutive du contenant du volume de gaz combustible. Cette partie du code est celle qui nécessite le plus grand degré d'adaptation puisqu'elle dépend du montage expérimental décrit par les données vidéo. Néanmoins, le principe employé reste globalement inchangé. En partant du point d'allumage, le programme va déterminer si une discontinuité dans la flamme est observable sur une des images composant le film. L'utilisateur sélectionne une image où la structure est visible et cette dernière est immédiatement détectée par le programme. Dans le cas des essais décrits dans le chapitre 2, aucune structure n'est présente dans le passage de la flamme. Ainsi, cette fonction n'est pas lancée dans le cas de ces configurations.

- Structure_plot : L'action réalisée ici est le tracé de la structure identifiée précédemment. Le choix d'isoler les deux actions d'identification et de représentation de la structure résulte de la nécessité d'adapter la fonction d'identification à la configuration expérimentale alors que la fonction de tracé reste inchangée. Le tracé de la structure permet de vérifier visuellement la bonne identification de la structure. Une copie de l'image générée est aussi sauvegardée sur le disque. Si aucune structure n'est présente dans le parcours de la flamme, cette fonction, tout comme la précédente, n'est pas utilisée (Figure 143).

- Pictero : L'intérêt de cette partie du code est d'éliminer les parties isolées de la flamme qui se seraient détachées du corps principal de cette dernière. En effet leur présence pourrait

entrainer certaines imprécisions dans le résultat de localisation du front de flamme puisqu'il ne serait pas exclus que ces points soient sélectionnés par l'algorithme de détermination du front de flamme.

Le principe mathématique employé ici est celui de l'érosion (Gonzales et al., 2004). Eroder une image par une figure géométrique revient à supprimer les parties de l'image qui ne pourraient contenir entièrement cette figure géométrique. La figure prise est un disque de rayon 2 pixels. Ce choix a été conditionné pour sa taille et sa forme qui ne déforment pas (symétrie circulaire) et réduisent peu les dimensions de l'image (rayon de 2 pixels) à l'issu du processus.

Afin de ne pas affecter le front de flamme et donc les résultats du calcul de rayon, une opération de dilatation de l'image est orchestrée. En dilatant l'image avec la même figure géométrique que celle utilisée dans le processus d'érosion, cette étape permet de compenser les effets de l'érosion sans pour autant revenir sur la suppression des points isolés.

- Algo_FF : Cette fonction marque le début du calcul de front de flamme. L'utilisateur peut choisir de passer outre les étapes précédentes et de commencer directement le programme à cette fonction si les calculs préalables ont déjà été effectués d'où l'utilité de la variable 'c' (cf Figure 143). Ce calcul s'effectue sur un échantillon fini de points du front. L'échantillon de taille paramétrable est compris dans un intervalle angulaire défini par l'utilisateur. Tous les points sont pris de façon régulière dans l'intervalle. Qu'importe le nombre défini par l'utilisateur, le programme sélectionnera toujours le nombre impair immédiatement inférieur dans le cas d'un nombre pair et conservera l'entrée si cette dernière est déjà impaire. L'objectif ici est de toujours considérer le point situé à l'angle défini par l'utilisateur pour qu'il dispose des données associées à ce point en particulier.

  Tous les points seront l'intersection entre chaque droite, d'origine le point d'allumage et orientée suivant un angle de l'intervalle, et le front de flamme. Cette partie du code sert à déterminer les coordonnées de chacune de ces droites. Les coordonnées sont calculées pour toutes les abscisses définies dans la largeur de l'image à l'unique condition que l'ordonnée appartienne à l'image.

  Nota : L'origine absolue des coordonnées est le bord haut-gauche de l'image bien que l'origine relative des calculs soit le point d'allumage, cf. Figure 145. L'origine absolu correspond à la numérotation des pixels définie par Matlab alors que l'origine relative est défini dans le script afin de considérer le centre d'amorçage comme point d'origine dans le calcul des rayons de flamme.

  La première action à réaliser ensuite est de fixer l'image à partir de laquelle le programme va travailler. L'utilisateur intervient et fixe ce paramètre. Par défaut l'image correspond à celle utilisée lors de l'identification des coordonnées du point d'allumage. Ensuite, la borne supérieure de l'itération du programme est évaluée. Celle-ci se réfère à l'image à partir de laquelle la flamme atteint le bord gauche de l'affichage. Au delà de cet instant, le résultat du calcul sous-estime la valeur du rayon de la flamme puisqu'il ne prend pas en compte la distance entre le bord de l'image et la position réelle de flamme.

  En ce qui concerne le calcul du rayon, il s'effectue en plusieurs étapes. Tout d'abord, le front de flamme est localisé en chaque point de l'échantillonnage décrit plus haut. Pour cela, les droites calculées à la fonction précédente sont mises à contribution. Le point du front de

flamme associé à une droite du panel étudié aura pour coordonnées celle du premier pixel à valeur non nul en partant du point d'allumage. Les résultats de ce premier calcul servent à déterminer si la flamme se trouve dans un intervalle délimité par les limites de la structure chiffrées par la fonction 'structure_finding'.

Trois cas de figure se posent :

1- La flamme n'a pas atteint la structure : les rayons sont calculés à partir des coordonnées absolues des points du front de flamme et des coordonnées absolues du point d'allumage. Le rayon retenu dans cette configuration est la moyenne non pondérée de ces derniers (Figure 144, image sur la gauche).
2- Le front de flamme est partiellement ou totalement masqué par la structure : l'intervalle de points est élargi au besoin, les points non masqués sont gardés et les autres sont quand à eux estimés à partir des premiers en partant de l'hypothèse d'une flamme sphérique (Figure 144, image au centre).
3- La flamme a dépassé la structure : Le cheminement est le même que celui dans la situation où la flamme est en amont de la structure (Figure 144, image sur la droite).

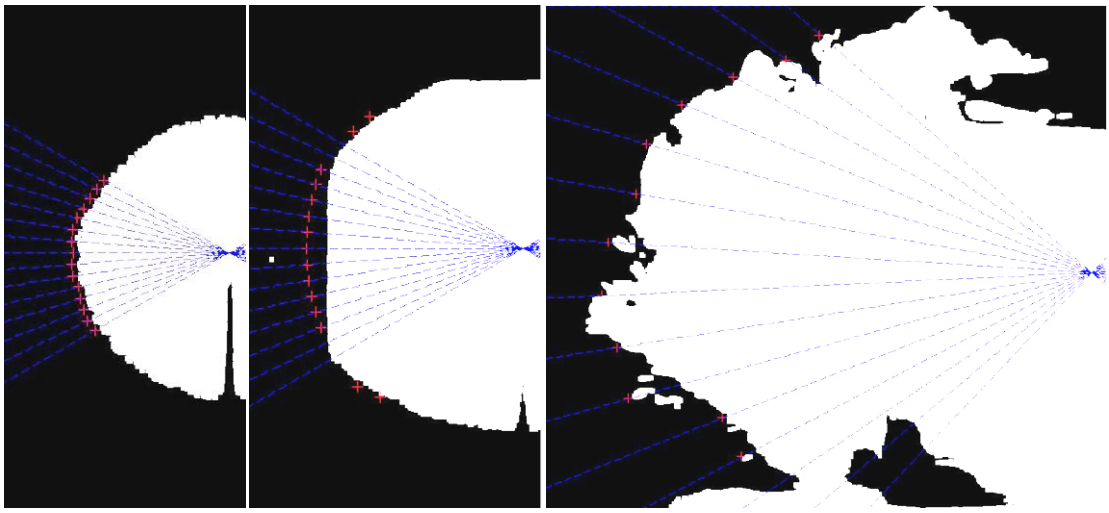


Figure 144 : Points du front de flamme identifiés par le programme suivant, de gauche à droite dans les images, le 1er, le 2ème et le 3ème algorithme. La configuration représentée ici est celle de Mélani (2010) pour un mélange hydrogène/air stœchiométrique.

Nota : Dans le cas de la configuration cylindrique utilisée dans le cadre des essais préliminaires du projet ANR BARPPRO, le montant structurel visible par la caméra est situé sur la moitié droite de l'image alors que la flamme est observée sur la moitié gauche. Ainsi un seul algorithme est utilisé, le n°3 (cf. cas de figures plus haut), puisque, dans le système de coordonnées relatif, la flamme a dépassé la structure.

Même si dans le cas présent tous les algorithmes ne sont pas employés, la dissociation de cas permet d'adapter le programme plus rapidement à de nouvelles configurations expérimentales.

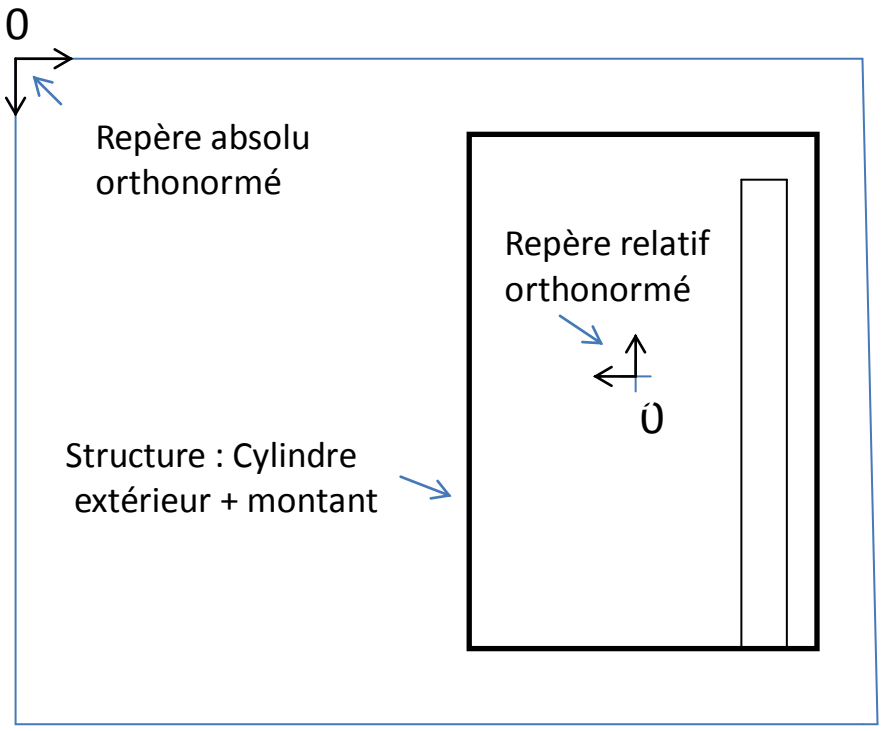


Figure 145 : Repères utilisés dans la définition des coordonnées.

Une fois le calcul effectué, le programme affiche l'écart-type relevé entre toutes les valeurs de rayon déterminées pour chaque image. Ceci a pour but de mettre en lumière des formes de flamme singulières qui pourraient remettre en cause l'intervalle angulaire ou le nombre de points choisis. Si l'évolution de l'écart type ne convient pas à l'utilisateur, ce dernier se verra proposer des outils pour le modifier à cet instant et le calcul se relancera avec ces nouveaux paramètres.

- Echelle : Cette partie n'est pas une fonction structurellement parlant. Elle fait partie du programme principal et a à sa charge l'action de changer l'échelle spatiale dans les calculs. En effet toutes les considérations de distance faites jusqu'à maintenant sont exprimées en pixels et cet élément du code les retranscrit dans le système métrique. Cette opération nécessite une distance de référence dont la valeur est connue dans les deux unités. Ces deux valeurs donneront naissance à un coefficient de changement d'échelle qui sera appliqué à tous les calculs pour rendre leur interprétation plus aisée. La vitesse de flamme est calculée en mètres par secondes en dérivant l'évolution du rayon de flamme, exprimé en mètres, par rapport au temps. L'intervalle temporel sur lequel la dérivée est calculée est le temps séparant deux images capturées par la caméra haute vitesse. Ce temps est égal à l'inverse de la fréquence d'acquisition de l'appareil.

- Sauvegarde et affichage : Comme dans le cas précédent, les actions réalisées ici ne sont pas implémentées dans une fonction mais à la suite, dans le programme principal. Cette organisation a été retenue car le nombre de données d'entrée est très important et est

amené à changer en fonction des choix quant aux variables qui seront sauvegardées ou représentées.
L'affichage concerne l'évolution du rayon et de la vitesse de flamme en fonction du temps. Et la sauvegarde concerne ces mêmes données à la fois sous la forme de figure mais aussi sous la forme numérique intégrée dans un fichier texte.

Annexe 4 : Simulation numérique de la concentration en hydrogène dans un volume représentatif du dispositif d'accélération de flamme pendant son balayage

Les essais expérimentaux réalisés à l'échelle du laboratoire font intervenir un mélange hydrogène/air homogène de richesse donnée. Or, le volume accueillant le mélange est initialement rempli d'air. Afin d'atteindre la concentration en hydrogène dans le dispositif, le mélange est injecté dans l'enceinte pendant un certain temps suivant un processus de balayage. Le temps nécessaire pour l'obtention d'un mélange homogène de concentration voulu dans l'enceinte est calculé par simulation numérique. Le logiciel utilisé est Fluent.

Ce programme repose sur la résolution des équations de Navier – Stokes (conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie).

Les calculs sont réalisés en modèle 3-D et en régime instationnaire. Le fluide est considéré comme un gaz parfait compressible. Enfin, la turbulence est modélisée par le modèle standard k-ε.

Le temps d'injection simulé est de 15 minutes avec un pas de temps de 0.2 s. La configuration étudiée est celle de hauteur h_0 = 0.1 m et de diamètre d_0 = 0.3 m. Le maillage adaptatif de la configuration est composé de 54118 cellules. Il est plus dense au niveau de l'entrée et de la sortie de gaz afin d'avoir une meilleure résolution dans ces zones de rétrécissement où le fluide s'accélère (Figure 146).

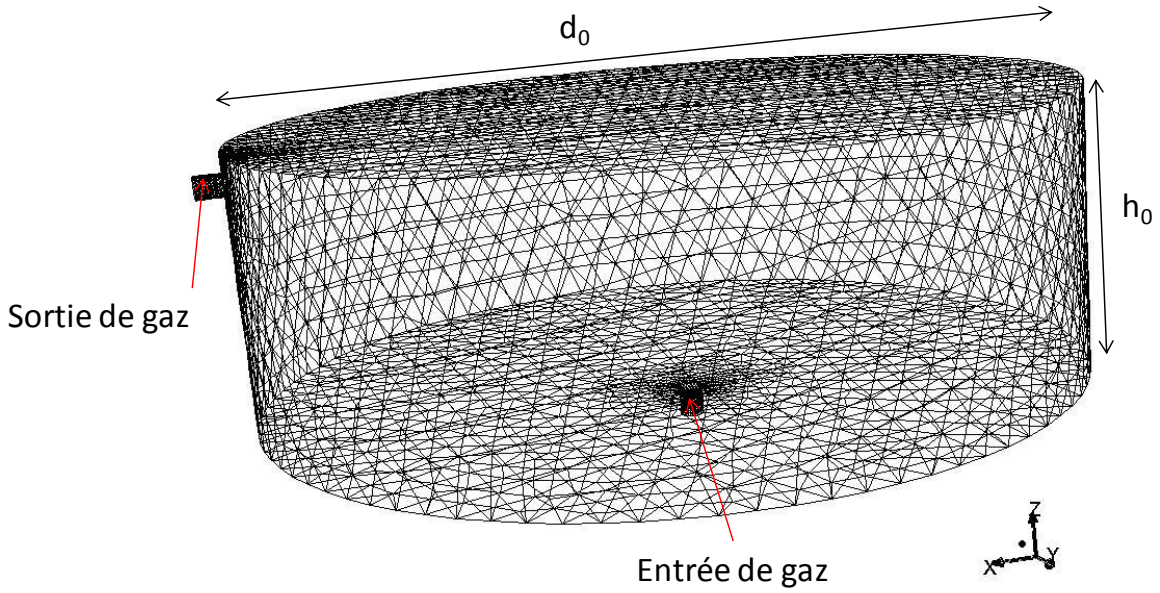


Figure 146 : Maillage de la structure modélisée sur Fluent (h_0 = 0.1 m, d_0 = 0.3 m).

Les résultats en termes de concentration molaire d'hydrogène sont représentés dans un plan de coupe passant par l'axe du cylindre et l'entrée de gaz. Le gaz injecté est considéré comme étant un mélange hydrogène/air avec 30 $\%_{mol}$ d'hydrogène. Le but recherché est donc l'obtention d'un mélange homogène composé de 30 % d'hydrogène dans la structure.

Initialement, le mélange gazeux contenu dans le dispositif est de l'air. Au fur et à mesure de l'injection, la concentration en hydrogène augmente au sein du dispositif. Après 120 secondes d'injection du mélange hydrogène/air à une vitesse de 1.24 $m.s^{-1}$, correspondant à la vitesse d'injection lors des essais expérimentaux à petite échelle, la concentration en hydrogène est hétérogène (Figure 147). Sa valeur maximale est atteinte au niveau de l'entrée de gaz et est égale à la concentration en hydrogène du mélange injectée. La concentration prend la valeur de 21 $\%_{vol}$ dans le prolongement du jet, jusqu'à la face opposée de l'entrée de gaz. Dans le reste du volume, la concentration est uniforme et égale à 18 $\%_{vol}$, excepté dans la partie inférieure où sa valeur est légèrement inférieure et égale à 17 $\%_{vol}$ (Figure 147).

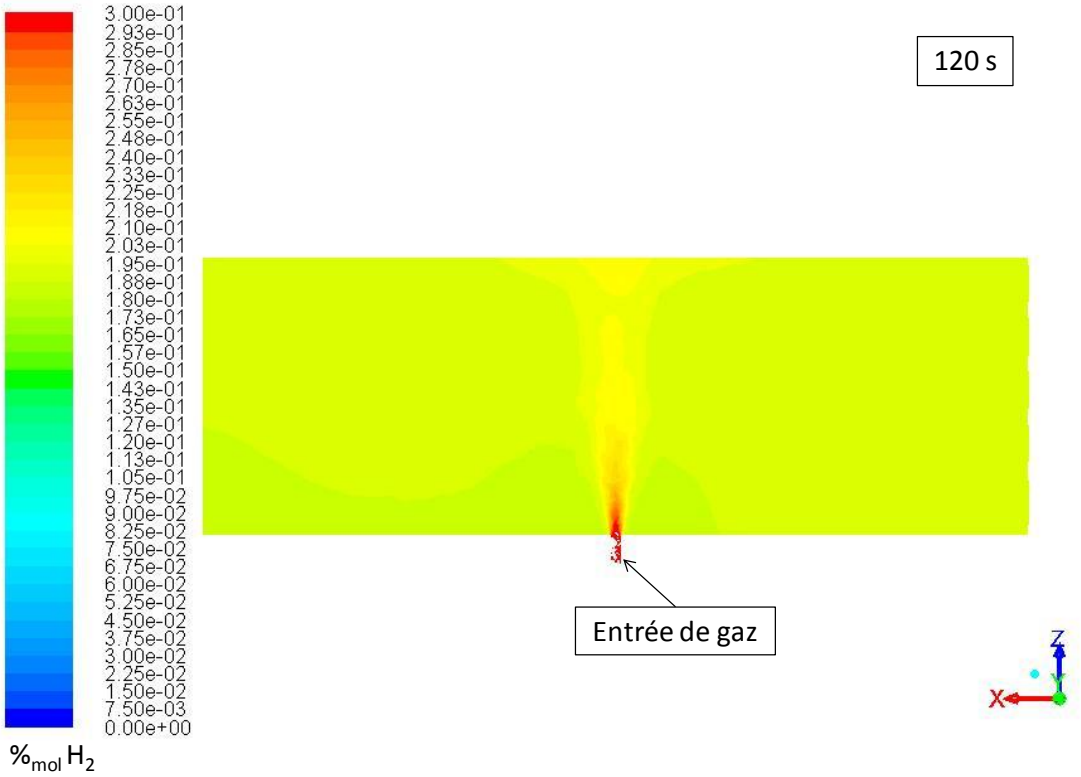


Figure 147 : Répartition de la concentration en hydrogène dans un dispositif de diamètre d_0 = 0.3 m et de hauteur h_0 = 0.1 m après 120 s d'injection d'un mélange hydrogène/air (30 $\%_{mol}$ H_2) à une vitesse de 1.24 $m.s^{-1}$.

Après 240 s, la concentration est toujours supérieure au niveau du jet pour atteindre à cet instant 27 $\%_{vol}$ (Figure 148). Dans le reste du volume, la concentration en hydrogène est homogène et égale à 26 $\%_{vol}$. Cela représente une augmentation de près de 53 % de la concentration en hydrogène par rapport à la valeur relevé 120 secondes après le début de l'injection. La valeur de consigne de 30 $\%_{vol}$ est atteinte à 11 % près.

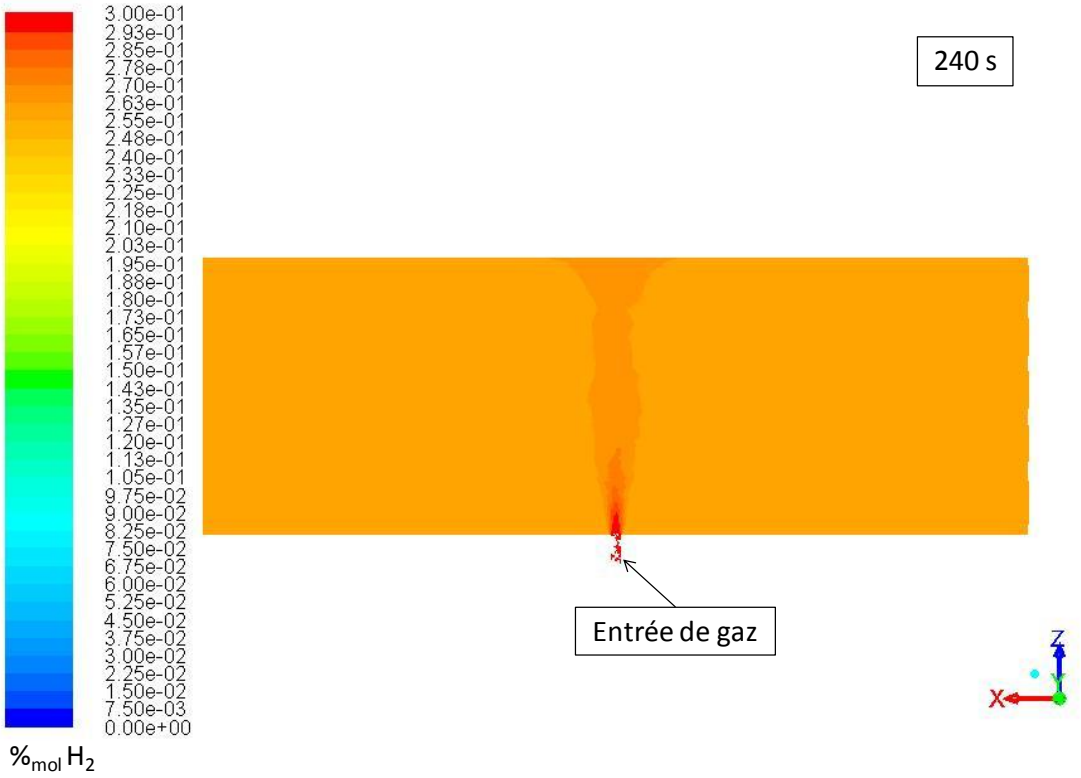


Figure 148 : Répartition de la concentration en hydrogène dans un dispositif de diamètre d_0 = 0.3 m et de hauteur h_0 = 0.1 m après 240 s d'injection d'un mélange hydrogène/air (30 $\%_{mol}$ H_2) à une vitesse de 1.24 $m.s^{-1}$.

Enfin, 780 s après le début de l'injection du mélange (Figure 149), la concentration en hydrogène est homogène et égale à la valeur de consigne (30 $\%_{vol}$ dans le cas présent). A cet instant les deux objectifs visés sont atteints.

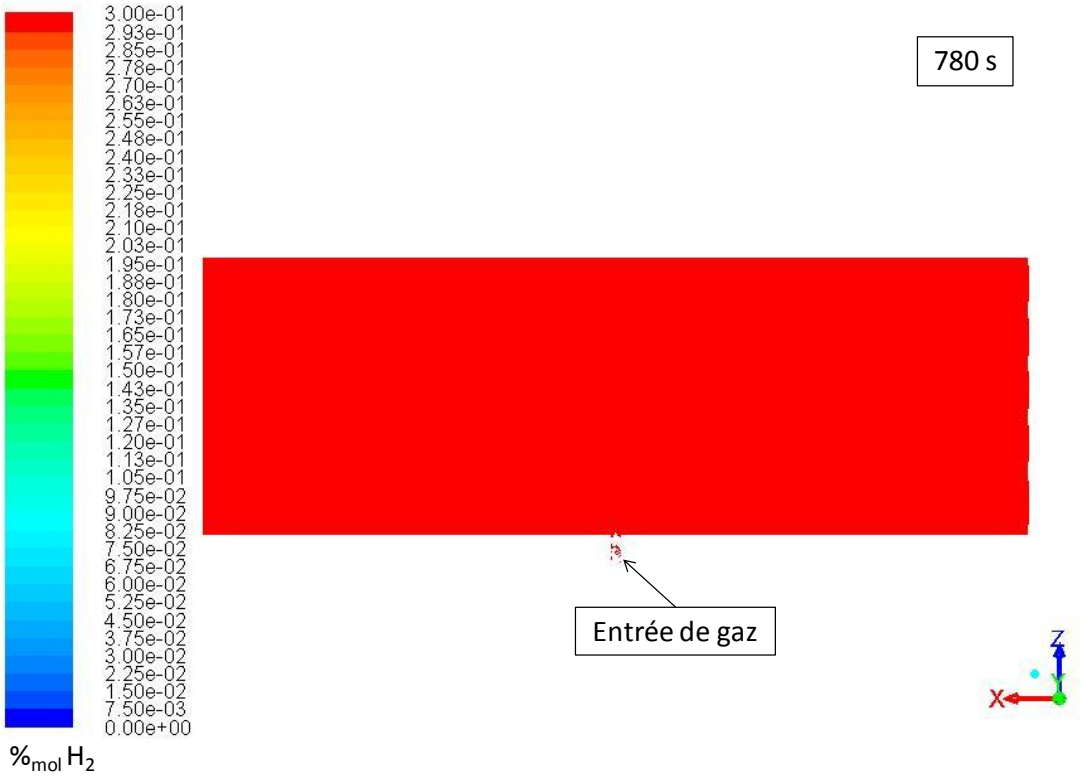


Figure 149 : Répartition de la concentration en hydrogène dans un dispositif de diamètre d_0 = 0.3 m et de hauteur h_0 = 0.1 m après 780 s d'injection d'un mélange hydrogène/air (30 $\%_{mol}$ H_2) à une vitesse de 1.24 $m.s^{-1}$.

L'évolution de la concentration moyenne d'hydrogène dans la structure (Figure 150) montre une augmentation rapide de cette dernière en fonction du temps. Les valeurs constatées sur les plans en coupe 120 secondes après la mise en marche de l'injection (Figure 147) et après 240 secondes (Figure 148) se retrouvent sur la courbe (Figure 150). La concentration moyenne est égale à la concentration relevée dans le volume entier du cylindre. Cela témoigne de la faiblesse du gradient de concentration dans ces cas. À partir de 560 secondes, la concentration dans le dispositif a atteint la valeur de référence (30 $\%_{vol}$) avec une précision de 99 %. Afin d'assurer une précision supérieure à 99 % et l'homogénéité dans la structure, le balayage est opéré avec cette structure (h_0 = 0.1 m et d_0 = 0.3 m) pendant 780 secondes lors des essais expérimentaux à l'échelle du laboratoire.

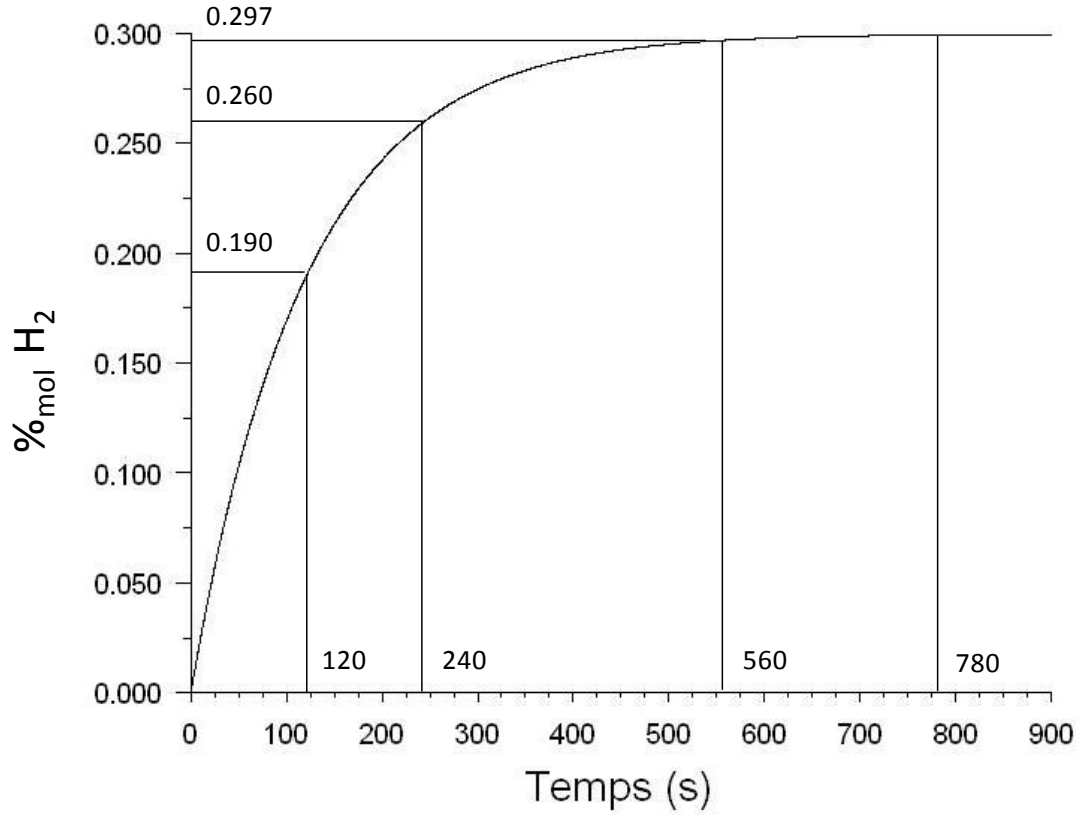


Figure 150 : Concentration en hydrogène dans un dispositif de hauteur d_0 = 0.3 m et de hauteur h_0 = 0.1 m après injection d'un mélange hydrogène/air (30 $\%_{mol}$ H_2) à une vitesse de 1.24 $m.s^{-1}$.

Annexe 5 : Calcul de l'énergie du nuage combustible contenu dans le terme source

L'énergie dégagée par la combustion du volume de gaz contenu dans le terme source peut s'exprimer en fonction de l'enthalpie de la réaction chimique de combustion et des paramètres du nuage par la relation suivante :

$$E = \frac{\Delta rH}{n_g \cdot V_M} \cdot V \qquad 0\text{-}1$$

Avec : - E : énergie dégagée par la combustion du nuage de gaz (J)

- $\Delta_r H$: enthalpie de la réaction de combustion de l'hydrogène dans l'air ($J.mol^{-1}$)

- n_g : nombre de moles de gaz frais (mol)

- V_M : volume molaire ($m^3.mol^{-1}$)

- V : volume de gaz contenu dans le terme source (m^3)

La réaction de combustion de l'hydrogène dans l'air écrite pour une mole de combustible est la suivante :

$$H_2 + a_s \cdot (0_2 + 3.76\, N_2) \rightarrow b_s \cdot H_2O + c_s \cdot H_2 + d_s \cdot O_2 + e_s \cdot N_2 \qquad 0\text{-}2$$

Avec : - a_s, b_s, c_s, d_s, et e_s : coefficients stœchiométriques (-)

- $a_s = \frac{1}{2 \cdot \phi}$

- $b_s = \min(1, 2 \cdot a_s)$

- $c_s = \min\left(1, \frac{a_s}{2}\right)$

- $d_s = a_s - \frac{b_s}{2}$

- $e_s = 3.78 \cdot a_s$

- ϕ : richesse du mélange hydrogène-air

Le nombre de moles de gaz frais nécessaire pour le calcul de l'énergie du nuage E (Equation 0-1) s'exprime par la relation suivante :

$$n_g = 1 + a_s \cdot (1 + 3.76) \qquad 0\text{-}3$$

Avec : n_g : nombre de moles de gaz frais (mol)

a_s : coefficient stoechiométrique de l'air dans l'équation 0-2 (-)

Ensuite, l'enthalpie de la réaction est égale à l'enthalpie de formation de la molécule d'eau. Les essais expérimentaux ont été réalisés dans des conditions proches des conditions standards de pression et de température (P_0 = 1 bar et T_0=298 °K, (IUPAC, 1997)). Dans ces conditions, l'enthalpie de formation de l'eau à l'état vapeur est égale, en valeur absolue, à 2.418 10^5 J.mol^{-1} (Cox, 1989).

En considérant la valeur du volume molaire dans les conditions standards de pression et de température V_M = 2.4465.10^{-2} m^3.mol^{-1} et le volume de gaz contenu dans le terme source, V = 7.07 L, il est possible de calculer l'énergie d'un nuage de gaz de richesse donnée.

ϕ (-)	$\%_{mol}$ H_2	a_s (-)	b_s (-)	c_s (-)	d_s (-)	e_s (-)	ng (mol)	E (J)
0.5	17	1.00	1.00	0.00	0.50	3.78	5.78	12089.34
0.6	20	0.83	1.00	0.00	0.33	3.15	4.98	14022.02
0.65	21	0.77	1.00	0.00	0.27	2.91	4.68	14940.68
0.7	23	0.71	1.00	0.00	0.21	2.70	4.41	15829.60
0.8	25	0.63	1.00	0.00	0.13	2.36	3.99	17523.86
0.9	27	0.56	1.00	0.00	0.06	2.10	3.66	19115.12
1	30	0.50	1.00	0.00	0.00	1.89	3.39	20612.51
1.1	32	0.45	0.91	0.09	0.00	1.72	3.17	22024.08
1.2	34	0.42	0.83	0.17	0.00	1.58	2.99	23357.01
1.3	35	0.38	0.77	0.23	0.00	1.45	2.84	24617.70
1.4	37	0.36	0.71	0.29	0.00	1.35	2.71	25811.86
1.5	39	0.33	0.67	0.33	0.00	1.26	2.59	26944.63
1.6	40	0.31	0.63	0.38	0.00	1.18	2.49	28020.61
1.7	42	0.29	0.59	0.41	0.00	1.11	2.41	29043.98
1.8	43	0.28	0.56	0.44	0.00	1.05	2.33	30018.50
1.9	44	0.26	0.53	0.47	0.00	0.99	2.26	30947.59
2	46	0.25	0.50	0.50	0.00	0.95	2.20	31834.35
2.5	51	0.20	0.40	0.60	0.00	0.76	1.96	35724.13

Tableau 59 : Coefficients stœchiométriques relatifs à l'équation 0-2 et énergie du nuage calculée pour toutes les richesses considérées.

L'énergie dégagée par la combustion augmente avec la richesse du mélange (Tableau 59). Les énergies de combustion des mélanges hydrogène-air de richesse 0.65 et 1, utilisés dans la campagne expérimentale d'étude des murs de protection sont respectivement de 14.94 kJ et de 20.61 kJ.

Bastien Pellegrinelli

Barrière physique de protection face à une déflagration

Les travaux présentés dans ce mémoire de thèse s'inscrivent dans le projet ANR BARPPRO réalisé dans le cadre de la réglementation française des PPRT pour les sites industriels classés SEVESO. L'objet est de proposer un outil pour le dimensionnement des barrières physiques de protection face à une déflagration de gaz.

Une étude paramétrique à petite échelle est menée pour étudier l'effet protecteur d'une barrière physique.

Un dispositif d'accélération de flamme a été conçu pour générer une vitesse de flamme sonique. Cela a permis de réaliser à petite échelle l'étude de l'impact de l'obstruction sur la vitesse de flamme et sur les paramètres de l'onde de pression. Ces résultats ont été confrontés aux modèles de la littérature.

L'onde de pression incidente ainsi générée sert de donnée d'entrée et de référence dans l'étude de la barrière. Plusieurs paramètres de l'onde de pression sont étudiés : le temps d'arrivée, la surpression maximale et l'impulsion positive. L'influence de la hauteur du mur et de sa position par rapport à la source d'amorçage est traitée pour deux formes de barrière (droite et cylindrique) et pour deux mélanges hydrogène/air (stœchiométrique et de richesse 0.65).

Mots clés : déflagration, hydrogène, accélération de flamme, barrière physique, mur, sécurité industrielle, PPRT.

Protective effect of a physical barrier against an explosion

This thesis is a part ANR BARPPRO project in the framework of the French regulation PPRTs for industrial Seveso sites. The goal of the present work is to provide a tool for the sizing of protective physical barriers against a gas explosion.

A parametric study at small scale is conducted to investigate the protective effect of a physical barrier.

For that purpose, a cylindrical device was developed to accelerate the flame gradually until reaching sonic flame speeds by increasing the obstruction inside the device. This has also led to the realization of a small-scale study about the impact of the obstruction on the flame speed and on the pressure wave's characteristics. These results are compared with those obtained with models from the literature.

The pressure wave generated by the acceleration device is used as input and reference in the barriers' parametrical study. Several parameters of the pressure wave are considered: the arrival time, the maximum overpressure and the positive pulse. The influence of the wall height and position relative to the ignition source is processed for two barrier's shapes (straight and cylindrical) and two hydrogen / air mixtures (stoichiometric and with an equivalence ratio of 0.65).

Keywords: deflagration, hydrogen, flame acceleration, physical barrier, wall, industrial safety, PPRT.

Laboratoire Pluridisciplinaire de Recherche en Ingénierie des Systèmes, Mécanique, Énergétique (PRISME)

INSA Centre Val de Loire
88 boulevard Lahitolle CS600013
18022 Bourges Cedex