Contribution à l'étude de la Transition Déflagration Détonation (TDD) dans des Mélanges Gazeux Binaires H2/C3H8/Air

Guanbing Cheng

▶ **To cite this version:**

Guanbing Cheng. Contribution à l'étude de la Transition Déflagration Détonation (TDD) dans des Mélanges Gazeux Binaires H2/C3H8/Air. Matériaux. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechique - Poitiers, 2012. Français. NNT : 2012ESMA0005 . tel-00740126

HAL Id: tel-00740126

https://theses.hal.science/tel-00740126

Submitted on 9 Oct 2012

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.

THESE

Pour l'obtention du Grade de
DOCTEUR DE L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DE MECANIQUE ET D'AEROTECHNIQUE
(Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006)

Ecole Doctorale:
Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Energétique et Aéronautique
Secteur de Recherche: Energétique, Thermique, Combustion

Présentée par

Guanbing CHENG

****

Contribution à l'étude de la Transition Déflagration Détonation (*TDD*) dans des Mélanges Gazeux Binaires $H_2/C_3H_8/Air$

****

Directeur de Thèse : Pascal BAUER

Co-encadrant : Ratiba ZITOUN

****

Soutenue le 26 Janvier 2012 devant la commission d'Examen

Jury

M. P. BAUER	**Professeur, ENSMA, Institut P'**	**Examinateur**
Mme N. CHAUMEIX	**Directrice de recherche du CNRS-ICARE**	**Rapporteur**
M. D. DESBORDES	**Professeur Emérite, ENSMA, Institut P'**	**Examinateur**
M. V. N. GAMEZO	**Research Physicist, Laboratory for Computational Physics and Fluid Dynamics, Naval Research Laboratory, USA**	**Rapporteur**
M. E. STUDER	**Ingénieur de recherche, Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives**	**Examinateur**
Mme R. ZITOUN	**Maître de conférences, Université de Poitiers, Institut P'**	**Examinateur**

À mon épouse

Remerciements

Les travaux réalisés dans cette thèse ont été effectués dans la branche combustion de l'Institut P' (UPR 3346 du CNRS) au sein de l'Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique (ENSMA).

Je tiens à remercier sincèrement Messieurs H.N. Presles et M. Bellenoue, le précédent et actuel Directeurs du laboratoire pour m'avoir accueilli au sein de leur Unité et permis de réaliser ce travail dans les meilleures conditions.

Je remercie également l'université d'aviation civile de Chine (CAUC) pour m'avoir fait confiance pour effectuer ces travaux en France ainsi que le gouvernement chinois qui a cofinancé mes études.

Je tiens à remercier Mme R. ZITOUN, Maître de conférence de l'Université de Poitiers, et M. P. BAUER, Professeur à l'ENSMA, qui ont guidé mes travaux et m'ont permis de partager leurs grandes expériences et connaissances. Je les remercie sincèrement, malgré leurs nombreuses charges, pour leurs aides, leurs encouragements et leurs soutiens lors de cette étude.

J'exprime mes plus vifs remerciements, Mme N. Chaumeix, Directrice de recherche au CNRS à l'Institut de Combustion, d'Aérothermique, de Réactivité et de l'Environnement, et M. V. Gamezo, Chercheur au Laboratory for Computational Physics and Fluid Dynamics, Naval Research Laboratory, qui m'ont fait l'honneur de juger mon travail. Je remercie également Messieurs D. Desbordes, Professeur émérite à l'ENSMA et E. Studer, Ingénieur de recherche du CEA, d'avoir accepté de faire partie du jury.

Je tiens à manifester ma très respectueuse gratitude à M D. Desbordes, Professeur émérite à l'ENSMA pour m'avoir initié au domaine de la détonation.

La partie expérimentale de cette étude n'aurait pas été possible sans les membres de l'équipe technique du laboratoire. Je leur exprime ma plus

profonde reconnaissance. Je suis en particulier infiniment redevable au travail de M Y. Sarrazin. De plus, je le remercie pour ses encouragements et assistance lors de mon séjour dans le laboratoire.

Ma sympathie et mes remerciements s'adressent également à Messieurs V. Montassier, A. Claverie, A. Destor, L. Prouteau et N. Papin pour leurs aides au cours des expériences.

Je tiens à remercier sincèrement Messieurs O. Bozier, J. Luche, G. Wang, G. Bei et X. Li pour leurs aides lors de cette étude.

Je remercie l'ensemble des thésards et stagiaires que j'ai rencontrés pendant ces quatre ans. Je tiens à remercier également tout le personnel technique et administratif dont la participation m'a permis de réaliser ce travail.

Il m'est enfin agréable d'exprimer une très forte pensée pour mon épouse Francine Li, qui m'a supporté, m'a encouragé et m'a accompagné pendant ces quatre années stressantes et difficiles. Sans elle, je ne pouvais pas effectuer ces travaux.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION 1

CHAPITRE I Etude bibliographique 5

I.1 Modèles et structure réelle de l'onde détonation 5
I.1.1 Modèles de détonation 6
I.1.2 Structure réelle de l'onde de détonation 8
I.1.3 Paramètres dynamiques et taille de cellule 9
I.1.4 Corrélation entre la longueur L_i d'induction chimique et la taille de la cellule 10
I.2 Phénoménologie de la Transition Déflagration Détonation dans le tube 11
I.2.1 Instabilités du front de flamme 12
I.2.2 Effet des ondes de pré compression sur l'accélération de la flamme 14
I.2.3 Rôle des obstacles dans la TDD 15
I.2.4 Critères d'obtention de la Transition Déflagration Détonation 17
I.3 Détonabilité des mélanges gazeux binaires - travaux antérieurs 18
I.4 *AF* et *TDD*: cas des mélanges gazeux réactifs avec de l'hydrogène ou du propane - travaux antérieurs 20
I.5 Visualisation d'*AF* et *TDD* - travaux antérieurs 29
I.6 Résumé 34

CHAPITRE II Appareillages et techniques expérimentaux 37

II.1 Dispositifs expérimentaux 37
II.1.1 Caractéristiques des tubes 39
II.1.2 Caractéristiques des obstacles 40
II.1.3 Dispositifs de préparation et de remplissage de mélanges - allumage 41
II.2 Métrologie 41
II.2.1 Mesure de pression 41
II.2.2 Mesure de taille de cellule 42
II.2.3 Visualisation de l'accélération de flamme par ombroscopie 43
II.3 Conditions et procédures expérimentales 45
II.3.1 Conditions expérimentales 45
II.3.2 Procédures expérimentales 46

CHAPITRE III Détonabilités des mélanges binaires H_2/C_3H_8 -Air 49

III.1 Célérité et pression de détonation 49
III.1.1 Célérité de détonation 50
III.1.1.1 Effet de la fraction molaire de H_2 50
III.1.1.2 Effet de la richesse 53
III.1.1.3 Effet du diamètre interne du tube 54
III.1.2 Pression de détonation 56
III.2 Structure de détonation: dimension λ de la cellule 58
III.2.1 Observations générales: régularité de la structure cellulaire 59
III.2.2 Effet de la fraction molaire de H_2 sur la taille λ de la cellule 60
III.2.3 Effet de la richesse sur la taille λ de la cellule 64
III.2.4 Corrélation entre la taille de cellule et la longueur d'induction 64
III.3 Diamètre critique d_c 66
III.4 Conclusion partielle 67

CHAPITRE IV Transition déflagration détonation (TDD) 69

IV.1 Analyse de la *TDD* à partir du diagramme de vitesse (V, X) 69
IV.1.1 Profil de pression *70*
IV.1.2 Diagramme de marche (t, X) *71*
IV.1.3 Diagramme de vitesse (V, X) *72*
IV.1.4 Détermination de L_{TDD} et t_{TDD} *74*
IV.1.5 Effet de la spirale sur la TDD *75*
IV.1.5 a Effet de la longueur de spire 75
IV.1.5 b Effet de la nature de spire 81
IV.1.6 Effet de diamètre du tube sur la TDD *85*
IV.2 Critère nécessaire pour l'obtention de la *TDD* dans le tube en présence d'obstacles 87
IV.3 Exploitation des résultats expérimentaux 90
IV.3.1 Evolution de L_{TDD} avec la fraction molaire x de l'hydrogène *90*
IV.3.2 Dépendance de L_{TDD} à la richesse *91*
IV.3.3 Corrélation entre L_{TDD} et la taille λ de cellule de détonation *93*
IV.3.4 Evolution de L_{TDD}/λ avec l'énergie d'activation réduite E_a/RT_c *94*
IV.3.5 Evolution de L_{TDD}/λ avec l'enthalpie de réaction adimensionnée Q/a_0^2 ..... *96*
IV.4 Conclusion partielle 97

CHAPITRE V Visualisation d'accélération de flammes 99

V.1 Mécanismes de propagation de flamme 99
V.1.1 Observations générales *99*
V.1.2 Diagramme de vitesse (V, X) *100*
V.1.3 Mécanismes de propagation de flamme: 1^{er} stade d'accélération de flamme *102*
V.1.4 Mécanismes de propagation de flamme: $2^{ème}$ stade d'accélération de flamme *107*
V.2 Effet de la réactivité du mélange sur les mécanismes de propagation de flamme 111
V.2.1 Effet de la composition du mélange *111*
V.2.2 Effet de la pression initiale *115*
V.3 Effet des obstacles sur les mécanismes de propagation de flamme 118
V.3.1 Plaque plane avec orifice de pas S=0,5D.I et d'épaisseur e=8 mm *118*
V.3.2 Plaque plane avec orifice de pas S=D.I et d'épaisseur e=4 mm *125*
V.3.3 Marche de pas S=D.I et d'épaisseur e=6 mm *133*
V.3.4 Spirale de Schelkin de pas S=D.I *137*
V.4 Conclusion partielle 145

CONCLUSION 147

BIBIOGRAPHIE 151

Annexe 1 : Rappels Théoriques sur l'onde de détonation 159

Annexe 2 : Données de la littérature sur la détonabilité des mélanges binaires 167

Annexe 3 : Données de la littérature sur la longueur de *TDD* 171

Annexe 4 : Photographies typiques du phénomène d'accélération de flamme obtenues par ombroscopie dans un tube de section droite 40 mm×40 mm munis de différents obstacles 173

TABLE DES FIGURES

Figure I. 1: Représentation de l'onde de détonation plane monodimensionnelle et stationnaire dans le cadre de la théorie de Chapman-Jouguet 7
Figure I. 2: Représentation de la structure de l'onde de détonation et des évolutions de masse volumétrique ρ, de pression *P* et de température *T* dans le cadre du Modèle ZND 7
Figure I. 3: Visualisation par caméra rapide de la structure tridimensionnelle du front de détonation impactant un film d'aluminium d'après Presles et al. (1986) 8
Figure I. 4: Schématisation bidimensionnelle de la structure réelle de l'onde de détonation 8
Figure I. 5: Exemples sur le stade initial d'accélération de flamme dans les mélanges (*a*) 10% H_2/Air, (*b*) 10% H_2+5%O_2+85%Ar et (*c*) 70% H_2/Air par ombroscopie d'après Matsukov et al.(1998), (1999) 13
Figure I. 6: Schéma d'un tube en présence d'obstacles périodiques 17
Figure I. 7: Variation de la distance de *TDD*, L_{TDD}, en fonction de la pression initiale dans le mélange H_2/Air d'après Kuznetsov et al. (2005) 23
Figure I. 8: Distance de *TDD*, L_{TDD}, en fonction de la dilution β dans les mélanges C_3H_8 + 5 (O_2 + β N_2), d'après Pinard et al. (2004) 24
Figure I. 9: Processus d'accélération de flamme et de *TDD* dans le mélange H_2/Air stœchiométrique aux CNPT dans un tube en présence d'obstacles de *RB* de 0,5 et de pas de 4 cm: HS étant les points chauds, F1 étant la nouvelle flamme, D1 à D4 représentant la détonation d'après Gamezo et al. (2008) 27
Figure I. 10: Evolution de la célérité de la flamme laminaire en fonction de la richesse dans les mélanges binaires H_2/C_3H_8 /Air aux CNPT d'après Tang et al. (2008) 28
Figure I. 11: Etat de la température et de la vitesse dans l'écoulement du mélange gazeux généré par l'accélération de la flamme: M_a=0,001, $\Delta z/R$=1/4, α=1/2. M_a étant le nombre de mach, Δz étant le pas entre deux obstacles adjacents, *R* représentant le diamètre du tube, α étant le rapport de blocage d'après Valiev et al. (2010) 28
Figure I. 12: Exemple d'accélération de flamme et de transition en détonation (*TDD*) pour le mélange pauvre: (*A*) Déflagration, (*B*) *TDD* et (*C*) Détonation d'après Eder et al. (1999) 31
Figure I. 13: Structure du système choc-flamme obtenue par ((A) ombroscopie, et (B) PLIF) dans le mélange 17,2%H_2+Air d'après Eder et al. (1999) 31
Figure I. 14: Distribution de [OH] dans (*A*) la déflagration dans le mélange 17%H_2+Air, (*B*) la limite de détonation (λ>*d*) dans le mélange 17%H_2+Air et (*C*) la détonation (λ<*d*) dans le mélange 20%H_2+Air d'après Eder et al. (1999) 31
Figure I. 15: Evolution de la surface de flamme et de l'écoulement au cours de propagation de flamme dans un tube de section droite en présence d'obstacles de *RB* de 0,5 dans le mélange gazeux réactif CH_4/Air stœchiométrique à 0,5 bar d'après Johnansen et al.(2009) 33
Figure I. 16: Evolution de la flamme et du choc cours de propagation de flamme dans un tube de droite section en présence d'obstacles de *RB* de 0,5 dans le mélange gazeux réactif CH_4/Air stœchiométrique à 0,47 bar d'après Ciccarelli et al. (2010) 34

Figure II. 1: Dispositifs expérimentaux avec des tubes cylindriques de *D.I*=52 et 92 mm 38
Figure II. 2: Caractéristiques du tube de section droite 39
Figure II. 3: Obstacles continus périodiques: Spirale de Schelkin avec *RB*=0,5 et *S*=*D.I* 40
Figure II. 4 : Obstacles discontinus périodiques : Plaques planes avec orifice, *RB*=0,5 et *S*=40 mm 41
Figure II. 5: Obstacles discontinus périodiques : marche, *RB*=0,5 et *S*=40 mm 41
Figure II. 6 : Exemple de traces sur suie - Φ=1,1; x=0,95; Pi=1 bar- Tube de section droite carré 42
Figure II. 7: Photographie et représentation schématique des tronçons de visualisation 43
Figure II. 8: Schéma du montage optique en *Z* pour visualisation par ombroscopie, ... 44
Figure II. 9: Exemples de signaux de pression –Tube de *D.I*=52mm dans les mélanges binaires (*a*) Φ=1,1; *x*=0,95 ; P_i=1,0 bar et (*b*) Φ=1,1; *x*=0,8 ; P_i=1.0 bar 47

Figure III. 1: Evolution de la célérité D_{CJ} de détonation en fonction de la fraction molaire *x* de H_2 pour différentes richesses 50

Figure III. 2: Evolution de la célérité *D* de détonation en fonction de la fraction molaire *x* de H_2 pour différentes richesses 51
Figure III. 3: Variation de la fraction massique *y* en fonction de la fraction molaire *x* d'hydrogène dans les combustibles binaires H_2/C_3H_8 et H_2/CH_4 51
Figure III. 4: Comparaison des célérités mesurée *D* et calculée D_{CJ} de l'onde de détonation pour les mélanges étudiés ($0,7 \leq \Phi \leq 1,8$ et $0,5 \leq x \leq 1,0$) 52
Figure III. 5: Evolution de la célérité D_{CJ} de détonation en fonction de la richesse Φ à fractions molaires *x* d'hydrogène fixées 53
Figure III. 6: Evolution de la célérité mesurée *D* de détonation autonome en fonction de la richesse Φ à fractions molaires *x* d'hydrogène fixées 54
Figure III. 7: Variation de la célérité mesurée *D* de détonation autonome en fonction de *x* dans des tubes de différents diamètres pour Φ=1,0 et 1,1 54
Figure III. 8: Variation de la célérité mesurée *D* de détonation autonome en fonction de l'inverse du diamètre pour les mélanges étudiés (Φ=1,1 et $0,5 \leq x \leq 1,0$) 55
Figure III. 9: Evolution de P_{CJ} de détonation en fonction de la fraction molaire x pour $0,7 \leq \Phi \leq 1,8$ 56
Figure III. 10: Evolution de P_{CJ} de détonation en fonction de la richesse Φ pour $0,5 \leq x \leq 1,0$ 56
Figure III. 11: Evolution de la pression mesurée *P* de détonation autonome en fonction de la fraction molaire *x* de H_2 pour $0,7 \leq \Phi \leq 1,8$ 57
Figure III. 12: Evolution de la pression mesurée *P* de détonation autonome en fonction de la richesse Φ pour $0,5 \leq x \leq 1,0$ 58
Figure III. 13: Comparaison des pressions mesurée *P* et calculée P_{CJ} de détonation en fonction de la fraction molaire *x* d'hydrogène pour différentes richesses 58
Figure III. 14: Enregistrements de la structure cellulaire de détonation par la méthode de suie pour les mélanges Φ=1,1, (*a*) *x*=1,0, (*b*) *x*=0,8 et (*c*) *x*=0,5 dans le tube de *D.I*=92mm 59
Figure III. 15: Enregistrements de la structure cellulaire de détonation par la méthode de suie pour deux mélanges à *x*=0,8, Φ=0,9 et 1,0 60
Figure III. 16: Evolution de la taille λ de la cellule de détonation autonome en fonction de fraction molaire *x* d'hydrogène pour différentes richesses 61
Figure III. 17: Evolution de la taille λ de la cellule de détonation autonome en fonction de fraction molaire *x* d'hydrogène pour Φ=1,0 et 1,1 dans des tubes de différents diamètres 61
Figure III. 18: Variation du rapport λ/λ_0 en fonction de la fraction massique *y* de H_2 dans les combustibles binaires (Φ=1, $0,5 \leq x \leq 0,9$); λ_0 -taille de cellule du mélange H_2/Air 62
Figure III. 19: Variation du rapport D/D_{CJ} en fonction de *D.I*/λ pour les mélanges binaires (Φ=1,0; $0 \leq x \leq 1,0$ et Φ=1,1; $0,5 \leq x \leq 1,0$) dans une série de tubes de *D.I* avec 10 mm$\leq$ *D.I* $\leq$ 100 mm 63
Figure III. 20: Evolution de la taille λ de cellule de détonation en fonction de la richesse Φ 64
Figure III. 21: Variation du rapport $K=\lambda/L_i$ en fonction de la fraction molaire *x* de H_2 avec $0,7 \leq \Phi \leq 1,8$ 65
Figure III. 22: Evolution de la longueur L_i d'induction chimique en fonction de la fraction molaire *x* de H_2 avec $0,7 \leq \Phi \leq 1,8$ 65
Figure III. 23: Variation du rapport d_c/λ en fonction de fraction molaire *x* de H_2 avec $0,7 \leq \Phi \leq 1,8$ 67

Figure IV. 1: Exemple d'enregistrements de pression au cours de la *TDD* - Φ=1,1, *x*=0,8- *D.I*=52 mm - Spirale en cuivre de 1,5 m de long 70
Figure IV. 2: Diagramme de marche (*t*, X) au cours de la *TDD* - Φ=1,1, *x*=0,8- *D.I*= 52 mm - Spirale en cuivre de 1,5 m de long 71
Figure IV. 3: Diagramme de vitesse (V, X) - Φ=1,1, *x*=0,9- *D.I*=52 mm- Spirale en cuivre de 2,1 *m* de long 72
Figure IV. 4: Diagramme de vitesse (V, X) - Φ=1,1, *x*=0,7 - *D.I*=52 mm - Spirale en cuivre de 2,1 *m* de long .. 72
Figure IV. 5: Diagramme de vitesse (V, X) - Φ=1,1, *x*=0,5 - *D.I*=52 mm- Spirale en cuivre de 2,1 *m* de long ... 73
Figure IV. 6: Diagramme de vitesse (V, X) - Φ=1,0; *x*=0,95, *x*=0,8 et *x*=0,7 - *D.I*=52 mm- Spirale en cuivre de longueurs variables de 0,2 à 1,5 *m* 76
Figure IV. 7: Diagramme de vitesse (V, X) - Φ=1,0; *x*=0,95 - *D.I*=52 mm- Spirale en cuivre de longueurs variables de 1,5 à 4,3 *m* 76
Figure IV. 8: Diagramme de vitesse (V, X) - Φ=1,0; *x*=0,8 - *D.I*=52 mm- Spirale en cuivre de longueurs variables de 1,5 à 4,3 *m* 77
Figure IV. 9: Diagramme de vitesse (V, X) - Φ=1,0; *x*=0,7 - *D.I*=52 mm- Spirale en cuivre de longueurs variables de 1,5 à 4,3 *m* 77
Figure IV. 10: Célérité de la flamme, de l'onde choc ou de détonation en sortie de spirale D_{spire} en fonction de la longueur de la spirale en cuivre - *D.I*=52 mm - Φ=1,0; *x*=0,95, *x*=0,8 et *x*=0,7 78

Figure IV. 11: Variation de la taille λ de la structure de détonation en fonction de la longueur de spire - *D.I*=52 mm - Φ=1,0; *x*=0,95, *x*=0,8 et *x*=0,7 79
Figure IV. 12: Variation de la longueur de *TDD*, L_{TDD}, en fonction de la longueur de la spirale - *D.I*=52 mm - Φ=1,0; *x*=0,95, *x*=0,8 et *x*=0,7 80
Figure IV. 13: Variation de la célérité de choc de tête en fonction de l'abscisse à partir de l'allumage - Φ=1,0; *x*=0,95 - *D.I*=52 mm - Spirale de longueur variant de 0,2 à 4,3 m 81
Figure IV. 14: Evolution de la célérité locale de la flamme et du choc de tête en fonction de l'abscisse à partir d'allumage - *D.I*=52 mm - Spirales de différentes natures (cuivre creux et acier pleine) - Φ=1,1; *x*=0,9 et 0,7 82
Figure IV. 15: Evolution de la célérité locale de l'onde de flamme et de choc de tête des mélanges binaires (Φ=1,1; *x*=0,9 et 0,7) en fonction de l'abscisse à partir d'allumage dans le tube de *D.I*=92 mm muni de spirales de différentes natures (cuivre creuse et acier plein) 83
Figure IV. 16: Evolution de la célérité locale de la flamme et du choc de tête en fonction de l'abscisse à partir d'allumage - *D.I*=92 mm - Spirales de différentes natures (cuivre creuse et acier plein) - Φ=1,1; *x*=0,5).. 83
Figure IV. 17: Variation de la longueur de *TDD*, L_{TDD}, en fonction de la fraction molaire *x* d'hydrogène - Φ=1,1; $0,5 \leq x \leq 1,0$ - *D.I*=52 et 92 mm - Longueur spirale =1,5 ou 3 m 84
Figure IV. 18: Rapport de la longueur de *TDD* $(L_{TDD})_{Acier}/(L_{TDD})_{Cuivre}$ en fonction de la fraction molaire *x* d'hydrogène - Φ=1,1 84
Figure IV. 19: Diagrammes de vitesse (V, X) - Tubes de *D.I*=52 et 92 mm - Φ=1,1; *x*=0,7 - Spirale creuse en cuivre 85
Figure IV. 20: Diagrammes de vitesse (V, X) - Tubes de *D.I*=52 et 92 mm- Φ=1,1; *x*=0,7 - Spirale pleine en acier 85
Figure IV. 21: Comparaison des longueurs de *TDD* $(L_{TDD})_{D.I=92\ mm}/(L_{TDD})_{D.I=52\ mm}$ en fonction de la fraction molaire *x* d'hydrogène Φ=1,1 - Longueur de spirale de 1,5 ou 3 m 86
Figure IV. 22: Schématisation d'une spirale de Schelkin et de la dimension géométrique L_D indiquant le critère d'existence de détonation ($L_D > 7\lambda$) défini par Dorofeev et al.(2000) 87
Figure IV. 23: Evolution du rapport d'/λ, indiquant le critère d'existence de détonation ($\lambda < d$) défini par Peraldi et al. (1986), en fonction de la molaire *x* d'hydrogène - *D.I*=52 mm - Spirale en cuivre de longueur de 2,1 m 88
Figure IV. 24: Evolution du rapport $L_D/7\lambda$, indiquant le critère d'existence de détonation défini par Dorofeev et al.(2000), en fonction de la fraction molaire *x* d'hydrogène - *D.I*=52 mm - Spirale en cuivre de longueur 2,1 m 88
Figure IV. 25: Variation de la concentration du propane [C_3H_8] dans les mélanges binaires en fonction de la richesse - *D.I*=52 mm - Spirale en cuivre de longueur de 2,1 m 89
Figure IV. 26: Evolutions du taux d'expansion σ, du taux d'expansion critique σ^* et du rapport σ/σ^* en fonction de la fraction molaire *x* de H_2 dans les mélanges stœchiométriques 90
Figure IV. 27: Evolution de la longueur de *TDD*, L_{TDD}, en fonction de la fraction molaire *x* d'hydrogène 91
Figure IV. 28: Evolution de la longueur de *TDD*, L_{TDD}, en fonction de la richesse Φ 91
Figure IV. 29: Evolution du rapport $L_{TDD}/L_{95\%}$ en fonction de la fraction molaire *x* d'hydrogène; $L_{95\%}$ étant la dimension définie par Veser et al. (2002) 92
Figure IV. 30: Evolution du rapport L_{TDD}/λ en fonction de la fraction molaire *x* d'hydrogène - *D.I*=52 mm - Spirale de longueur de 2,1 m 93
Figure IV. 31: Variation du rapport L_{TDD}/λ en fonction de la fraction molaire *x* d'hydrogène - Φ=1,1, $0,5 \leq x \leq 1,0$- Tubes de *D.I*=52 mm et 92 mm avec des spirales de différentes natures 93
Figure IV. 32: Evolution du rapport L_{TDD}/λ en fonction du nombre de cellule d'/λ dans le diamètre libre du tube 94
Figure IV. 33: Evolution du rapport L_{TDD}/λ en fonction de l'énergie de l'activation réduite E_a/RT_C 95
Figure IV. 34: Evolution du rapport L_{TDD}/λ en fonction de l'enthalpie Q/a_0^2 de réaction adimensionnée 96

Figure V. 1: Exemples d'enregistrements de signaux de pression - Φ=1,1, *x*=0,95 et *x*=0,9 - pressions initiales de 1 bar et 0,5 bar 100
Figure V. 2: Evolution de la célérité locale de la flamme et du choc de tête en fonction de l'abscisse dans le tube de section droite en présence de l'obstacle de pas *S*=*D.I* et d'épaisseur de 8 mm pour de différents mélanges binaires (Φ=1,1, *x*=0,9 et 0,95) aux CNPT - Φ=1,1; *x*=0,95 - pressions initiales de 0,5 bar et 1,0 bar 101
Figure V. 3: Champ de visualisation de l'accélération de la flamme dans le 1er tronçon du tube carré 102
Figure V. 4: Evolution de la célérité de la flamme mesurée par la caméra en fonction de l'abscisse adimensionnée - Φ=1,1; *x*=0,9 aux CNPT – Obstacle *S*=*D.I* et *e*=8 mm 102

Figure V. 5: Evolution de la surface de la flamme dans le 1er stade de l'accélération de la flamme observé par ombroscopie dans le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,9 aux CNPT – Obstacle *S*=*D.I* et *e*=8 mm 104
Figure V. 6: Exemples d'accélération de flamme à la fin du 1er tronçon du tube observé par ombroscopie dans le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,9– Obstacle *S*=*D.I* et *e*=8 mm 106
Figure V. 7: Evolution de la célérité de la flamme et du choc de tête en fonction de l'abscisse dans le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,9– Obstacle *S*=*D.I* et *e*=8 mm 107
Figure V. 8: Evolution de la célérité de la flamme et du choc de tête en fonction de l'abscisse - Φ=1,1; *x*=0,9 – Obstacle *S*= *D.I*, *e*=8 mm 108
Figure V. 9: Exemple de propagation de flamme au cours du 2ème stade d'accélération de flamme dans le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,9– Obstacle *S*=*D.I* et *e*=8 mm 109
Figure V. 10: Exemple de propagation de flamme au cours du 2ème stade d'accélération de flamme dans le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,9 – Obstacle *S*=*D.I* et *e*=8 mm 111
Figure V. 11: Evolution de la célérité de la flamme et du choc de tête en fonction de l'abscisse dans les mélanges binaires Φ=1,1; *x*=0,9 et *x*=0,95 – Obstacle *S*=*D.I* et *e*=8 mm 112
Figure V. 12: Exemple de propagation de flamme au cours du 1er stade d'accélération de flamme dans le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,95 – Obstacle *S*=*D.I* et *e*=8 mm 113
Figure V. 13: Exemple de propagation de flamme à la fin du 1er tronçon du tube lors d'accélération de flamme dans le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,95 – Obstacle *S*=*D.I* et *e*=8 mm 114
Figure V. 14: Evolution de la célérité de la flamme et du choc de tête en fonction de l'abscisse adimensionnée dans le mélange Φ=1,1; *x*=0,95 à deux pression initiales de 0,5 et de 1,0 bar – Obstacle *S*=*D.I* et *e*=8 mm 115
Figure V. 15: Exemple de propagation de flamme au cours du 1ème stade d'accélération de flamme dans Φ=1,1; *x*=0,95 à P_0=0,5 bar – Obstacle *S*=*D.I* et *e*=8 mm 117
Figure V. 16: Exemple de propagation de flamme à la fin du 1er tronçon du tube lors d'accélération de flamme dans le mélange Φ=1,1; *x*=0,95 à P_0=0,5 bar – Obstacle *S*=*D.I* et *e*=8 mm 117
Figure V. 17: Diagrammes de marche (*t*, X) dans le mélange Φ=1,1; *x*=0,95 à P_0=0,5 bar – Obstacle *S*=*D.I* et *e*=8 mm 118
Figure V. 18: Diagramme de vitesse (V, X) pour le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,9 dans un tube muni d'obstacle de *S*=0,5*D.I* et *e*=8 mm 118
Figure V. 19: Evolution de la célérité de la flamme et du choc de tête obtenue par caméra et capteurs de pression en fonction de l'abscisse pour le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,9 dans un tube muni d'obstacles de *S*=0,5 *D.I* et *e*=8 mm 119
Figure V. 20: Evolution de la célérité de la flamme et du choc de tête par caméra et capteurs de pression en fonction de l'abscisse adimensionnée pour le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,9 dans un tube muni d'obstacles de *S*=0,5 *D.I* et *e*=8 mm 119
Figure V. 21: Exemple de propagation de flamme au cours du 1er stade d'accélération de flamme pour le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,9 dans un tube muni d'obstacles de *S*=0,5 *D.I* et *e*=8 mm 120
Figure V. 22: Evolution de la célérité de flamme et du choc de tête en fonction de l'abscisse adimensionnée pour le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,9 dans un tube muni d'obstacle de *S*=0,5 *D.I* et *e*=8 mm 121
Figure V. 23: Exemple de propagation de flamme au cours du 1er stade d'accélération de flamme pour le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,9 dans un tube muni d'obstacles de *S*=0,5 *D.I* et *e*=8 mm 122
Figure V. 24: Evolution de la célérité de la flamme et du choc de tête en fonction de l'abscisse adimensionnée - Φ=1,1; *x*=0,9 et P_0=1 bar - *S*=0,5*D.I*, *e*=8 mm 123
Figure V. 25: Diagramme de marche - Φ=1,1; *x*=0,9 - *S*=0,5*D.I*, *e*=8 mm 123
Figure V. 26: Exemple de propagation de flamme et de choc de tête lors d'accélération de flamme de la 27ème à la 28ème chambre pour le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,9 dans un tube muni d'obstacle de *S*=0,5*D.I* et *e*=8 mm 124
Figure V. 27: Diagramme de marche - Φ=1,1; *x*=0,9 - *S*=0,5*D.I*, *e*=8 mm 125
Figure V. 28: Diagramme de vitesse (V, X) - Φ=1,1; *x*=0,9 - *S*=*D.I*, *e*=4 mm 126
Figure V. 29: Evolution de la célérité de la flamme et du choc de tête en fonction de l'abscisse - Φ=1,1; *x*=0,9 - *S*=*D.I*, *e*=4 mm 126
Figure V. 30: Evolution de la célérité de la flamme et du choc de tête en fonction de l'abscisse adimensionnée - Φ=1,1; *x*=0,9 - *S*=*D.I*, *e*=4 mm 127
Figure V. 31: Exemple de propagation de flamme au cours du 1er stade d'accélération de flamme - Φ=1,1; *x*=0,9 - *S*=*D.I*, *e*=4 mm 128
Figure V. 32: Evolution de la célérité de la flamme et du choc de tête en fonction de l'abscisse adimensionnée - Φ=1,1; x=0,9 - *S*=*D.I*, *e*=4 mm 128
Figure V. 33: Exemples de l'évolution de la flamme et du choc dans le 2ème stade de l'accélération de la flamme observée de la 7ème à la 10ème plaque par ombroscopie - *S*=*D.I*, *e*=4 mm 129

Figure V. 34: Exemples de l'évolution de la flamme et du choc dans le 2ème stade de l'accélération de la flamme observée de la 11ème à la 13ème plaque par l'ombroscopie dans le tube carré - *S=D.I, e*=4 mm 130
Figure V. 35: Exemples de 2ème stade de l'accélération de la flamme à travers la 8ème plaque observé par ombroscopie pour le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,9 – Obstacle *S=D.I, e*=4 mm 131
Figure V. 36: Evolution de la célérité de la flamme et du choc observé par ombroscopie en fonction de l'abscisse adimensionnée - Φ=1,1; *x*=0,9 – Obstacle *S=D.I, e*=4 mm 131
Figure V. 37: Exemples du phénomène du 2ème stade de l'accélération de la flamme observé par ombroscopie pour le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,9 – Obstacle *S=D.I, e*=4 mm 132
Figure V. 38: Diagramme de marche - Φ=1,1; *x*=0,9 - Obstacles d'épaisseurs différentes 133
Figure V. 39: Evolution de la célérité de la flamme et du choc de tête sur le phénomène de l'accélération de la flamme mesurée par les capteurs de pression et l'ombroscopie en fonction de l'abscisse à partir de l'allumage pour le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,9 – Marche *S=D.I, e*=6 mm..... 133
Figure V. 40: Positions des points de mesure de la célérité instantanée de la flamme et du choc sur le phénomène de l'accélération de la flamme pour le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,9 – Marche *S=D.I, e*=6 mm 134
Figure V. 41: Evolution de la célérité de la flamme en fonction de l'abscisse adimensionnée - Φ=1,1; *x*=0,9 – Marche *S=D.I, e*=6 mm 134
Figure V. 42: Exemples de l'évolution de la surface de la flamme dans le 1er stade de l'accélération de la flamme observée par ombroscopie - Φ=1,1; *x*=0,9 – Marche *S=D.I, e*=6 mm 135
Figure V. 43: Exemples de l'évolution de la flamme et du choc dans le 2ème stade de l'accélération de la flamme observée de la 7ème à la 13ème plaques - Φ=1,1; *x*=0,9 – Marche *S=D.I, e*=6 mm..... 136
Figure V. 44: Photographie de l'évolution de la flamme et du choc dans le 2ème stade de l'accélération de la flamme observée de la 7ème à la 9ème plaque par ombroscopie à *t*=4,398 ms - Φ=1,1; *x*=0,9 – Marche *S=D.I, e*=6 mm 137
Figure V. 45: Evolution de la célérité de la flamme et du choc de tête en fonction de l'abscisse adimensionnée - Φ=1,1; x=0,9 – Spirale *S=D.I, e*=8 mm..... 138
Figure V. 46: Positions des points de la mesure de célérité de flamme – Spirale *S=D.I, e*=8 mm..... 138
Figure V. 47: Evolution de la célérité de la flamme et du choc de tête en fonction de l'abscisse adimensionnée - Φ=1,1; x=0,9 – Spirale *S=D.I, e*=8 mm..... 139
Figure V. 48: Exemple de propagation de flamme au cours du 1er stade d'accélération de flamme - Φ=1,1; *x*=0,9 –Spirale *S=D.I, e*=8 mm 140
Figure V. 49: Exemple de propagation de flamme au cours du 1er stade d'accélération de flamme - Φ=1,1; *x*=0,9 – Spirale *S=D.I, e*=8 mm 141
Figure V. 50: Evolution de la célérité de la flamme et du choc sur le phénomène de l'accélération de la flamme mesurée de la 8ème à la 29ème chambres par ombroscopie en fonction de l'abscisse adimensionnée - Φ=1,1; *x*=0,9 – Spirale *S=D.I, e*=8 mm 142
Figure V. 51: Exemples de l'évolution de la flamme et du choc dans le phénomène de l'accélération de la flamme observée de la 8ème à la 11ème chambres par ombroscopie - Φ=1,1; *x*=0,9 – Spirale *S=D.I, e*=8 mm 143
Figure V. 52: Exemples de l'évolution de la flamme et du choc dans le phénomène de l'accélération de la flamme observée de la 11ème à la 14ème chambres par ombroscopie - Φ=1,1; *x*=0,9 - Spirale *S=D.I, e*=8 mm 144
Figure V. 53: Diagramme de marche (*t*, X) - Φ=1,1; *x*=0,9 –Spirale *S=D.I, e*=8 mm 145

TABLE DES TABLEAUX

Tableau II. 1: Caractéristiques géométriques des spirales de Schelkin dans les tubes cylindriques 40
Tableau II. 2: Caractéristiques géométriques des obstacles périodiques dans le tube carré..... 41
Tableau II. 3: Paramètres des caméras Photron SA5 et Shimadzu - fréquence, temps d'exposition, résolution spatiale..... 45
Tableau II. 4: Caractéristiques initiales des mélanges utilisés lors de l'étude..... 46

Tableau IV. 1: Longueur et temps de transition (L_{TDD} et t_{TDD}), célérité *CJ* (D_{CJ}), célérité mesurée à la sortie de la spirale (D_{spire}), célérité du son dans les gaz frais au repos (a_0), longueur totale du tube (L_{tot}) et temps (L_{tot}/a_0) nécessaire aux ondes de pré-compression pour atteindre le fond fermé du tube 74
Tableau IV. 2: Paramètres thermodynamiques, thermochimiques et de *TDD* pour les mélanges stœchiométriques 95

Tableau V. 1:Résultats relatifs à l'accélération de la flamme dans le mélange binaire Φ=1,1; x=0,9 aux CNPT dans le tube muni d'obstacles différents; X_f étant la distance pour atteindre la célérité du son dans les gaz frais et X_b représentant celle pour atteindre le régime du blocage thermique..... 145

NOMENCLATURE

Définitions:

AF	Accélération de Flamme	
TCD	Transition Choc Détonation	
TDD	Transition Déflagration Détonation	

Grandeurs Thermodynamiques:

a	Célérité du son	(m/s)
P	Pression	(bar)
Q	Chaleur de réaction à pression constante (= $-\Delta_r H^*$)	(J/kg)
R	Constante des gaz parfaits (= 8,314 J/mol·K)	(J/mol·K)
T	Température	(K)
γ	Rapport des capacités calorifiques à pression et à volume constant	
ρ	Masse volumique	(kg/m^3)

Indices relatifs aux grandeurs thermodynamiques:

0	gaz frais dans l'état initial
p	produits de combustion lors d'une combustion isobare
CJ	caractéristique de l'état Chapman-Jouguet de la détonation
TDD	condition limite de ré-initiation par TDD
ZND	caractéristique de l'état Zel'dovich-Von Neuman-Döring de la détonation

Détonation:

d_c	Diamètre critique de transmission de la détonation d'un tube à l'espace libre	(m)
D_{CJ}	Célérité de l'onde de détonation	(m/s)
D_{spire}	Célérité à la sortie d'obstacle	(m/s)
E_a	Energie d'activation	(J/mol)
E_c	Energie critique d'ammorçage d'une détonation sphérique	(J)
K	Constante de λ/L_i ou de L_{TDD}/λ	
L_i	Longueur d'induction	(m)
R_c	Rayon critique de ré-initiation de la détonation diffractant d'un tube	(m)
λ	Taille transverse de la cellule de détonation	(m)
τ_i	Temps d'induction	(s)

Flamme:

A_f	Surface de flamme	(m^2)
σ	Rapport d'expansion (=ρ_0/ρ_b)	
α	Taux de plissement (=$A_f/(\pi.D^2/4)$)	
S_u	Vitesse fondamentale de flamme	(m/s)
U_f	Vitesse de chasse des gaz frais	(m/s)
T_f	Température de flamme	(K)
V_F	Vitesse de flamme	(m/s)
S_L	Vitesse de flamme laminaire	(m/s)

Transition déflagration détonation:

D.I	Diamètre extérieur d'une spire, diamètre du tube	(m)
d	Diamètre intérieur d'une spire, diamètre libre	(m)
$L_{95\%}$	Longueur nécessaire pour atteindre 95% de la célérité de blocage thermique	(m)
L_{TDD}	Longueur de ***TDD***	(m)
L	Longueur totale du tube	(m)
M_c	Nombre de Mach de la propagation au régime de blocage thermique (= a_b/a_0)	

q	chaleur de réaction adimensionnée ($=Q/a_0^2$)	
RB	Rapport de Blocage ($RB = 1 - (d/D)^2$)	
S	Espacement entre 2 obstacles successifs, Pas de la spire	(m)
T_c	Température derrière le choc se propageant à M_c	(K)
t	temps depuis l'allumage	(s)
t_{TDD}	Temps de TDD	(s)
t_{tot}	Temps mis par le choc précurseur pour parcourir la totalité du tube	(s)
V_{inst}	Célérité locale de l'onde de choc	(m/s)
X	distance à l'allumage	(m)
β	Dilution par un inerte ($=N_2/O_2$)	

INTRODUCTION

L'utilisation de l'hydrogène (H_2) comme vecteur énergétique pose des problèmes de sécurité d'une plus grande acuité que ceux des hydrocarbures. Les propriétés de H_2 (faible énergie d'inflammation, large domaine d'inflammabilité, diffusivité élevée ...) laissent en effet présager de risques d'accidents élevés liés à sa combustion et donc, sous certaines conditions, au processus de transition de la déflagration vers la détonation (***TDD***). Des solutions spécifiques nouvelles pour son stockage, son transport et sa distribution doivent par conséquent être envisagées. Par exemple, des travaux antérieurs ont montré que l'ajout de faibles quantités d'alcanes (méthane, éthane, propane...) diminuait la sensibilité de H_2.

Il est bien établi que la détonation peut résulter de l'accélération d'une flamme dans un tube. Ce type d'initiation (***TDD***) dépend des propriétés du mélange, de la géométrie et des dimensions du confinement. En particulier, la présence d'obstacles sur le parcours de la flamme favorise la ***TDD***. La propagation accidentelle de flamme dans des réseaux de canalisations est une préoccupation majeure dans le domaine de la prévention des risques industriels. Ces réseaux peuvent contenir des mélanges gazeux Hydrogène-Hydrocarbure.

Cette étude traite ainsi de la détonation et du processus de ***TDD*** en conduite avec obstacles dans les mélanges binaires H_2/C_3H_8-Air. L'accent est mis sur les mécanismes d'accélération de flamme en présence d'obstacle.

Dans un pré-mélange réactif, deux régimes de propagation de combustion sont possibles : la déflagration ou la détonation. Ce sont essentiellement les caractéristiques de la source d'allumage qui déterminent le mode de propagation. Un allumage de forte puissance conduit à l'initiation directe de la détonation, un allumage de faible puissance conduit à la propagation d'une flamme laquelle, dans certaines conditions, peut évoluer vers une détonation : c'est le processus de transition déflagration détonation (***TDD***). Dans ce cas, les niveaux de surpression peuvent atteindre 5 à 10 fois la pression de détonation autonome Chapman-Jouguet. C'est ce qui rend la ***TDD*** très redoutée dans les installations industrielles. En revanche, ce mode d'initiation basse-énergie de la détonation semble être actuellement privilégié pour l'allumage dans les moteurs utilisant la détonation comme mode combustion : moteurs à détonation pulsée ou à détonation rotative. De nombreuses études sont ainsi menées pour optimiser le temps et la longueur de ***TDD*** (distance séparant le point d'allumage du lieu d'apparition de la ***TDD***).

INTRODUCTION

Le développement des techniques de mesure, en particulier de visualisation, a permis de caractériser les phénomènes de couplage existant, au cours de la ***TDD***, entre la flamme et l'écoulement qu'elle engendre lors de sa propagation. Cependant, l'établissement d'un modèle satisfaisant rendant compte des causes d'accélération de la flamme, du rôle joué par la turbulence, de l'influence des paramètres définissant l'état initial du mélange et du confinement se heurte encore à des difficultés. En effet, les mécanismes d'accélération de flamme sont très complexes, en particulier, en présence d'obstacles. Actuellement, la simulation numérique de la ***TDD*** reste l'objet de nombreux travaux qui commencent cependant à apporter des informations permettant de progresser dans la compréhension de ce phénomène complexe. Pour notre part, nous étudions ici expérimentalement la ***TDD*** de manière à identifier les mécanismes fondamentaux en présence d'obstacles sur le parcours de l'onde de combustion et à constituer une base de données pour les simulations numériques.

Aussi, dans cette étude, nous nous sommes intéressés à la transition Déflagration-Détonation dans les mélanges binaires H_2/C_3H_8 - Air. Il s'agit de préciser le comportement de ce type de combustible par rapport à la ***TDD*** d'une part et à la détonation d'autre part. Actuellement, il existe très peu de données sur les paramètres dynamiques de la détonation dans les combustibles binaires. Nous avons considéré la ***TDD*** en espace confiné en présence d'obstacles. Nous avons utilisé la classique spirale de Schelkin mais aussi d'autres obstacles plus complexes pour se rapprocher de ceux dans les conduites industrielles.

Dans ce travail, nous avons déterminé les grandeurs caractéristiques de détonation autonome (célérité, pression, taille de cellule) et la distance de ***TDD*** pour différentes richesses et proportions d'hydrogène dans le propane. En particulier, nous avons examiné les effets de l'obstacle (géométrie, longueur et nature) et du diamètre du tube sur cette longueur.

Ensuite, nous avons procédé à des visualisations de propagation de flamme par ombroscopie à l'aide de caméras ultra-rapides dans le but d'identifier les mécanismes physiques d'accélération de flamme pour différentes configurations d'obstacles.

Ce mémoire est composé de cinq chapitres:

- Le **Chapitre I** constitue l'étude bibliographique sur la combustion et la détonation dans les mélanges gazeux avec l'hydrogène et le propane, la détonabilité des mélanges binaires, les mécanismes d'accélération de flamme (***AF***) lors de la ***TDD***.

- Le **Chapitre II** présente les dispositifs expérimentaux et les techniques mis en œuvre au cours des expériences.

- le **Chapitre III** regroupe l'ensemble des résultats sur les caractéristiques de la détonation : la célérité ***D***, la pression ***P*** ainsi que la taille moyenne $\boldsymbol{\lambda}$ de la structure cellulaire du front de détonation autonome.

- Le **Chapitre IV** est consacré à la description de l'étude expérimentale des phénomènes d'***AF*** et de ***TDD*** dans nos mélanges binaires. La distance de la ***TDD***, L_{TDD}, a été déterminée en fonction de la composition et de la richesse des mélanges réactifs étudiés, au diamètre du confinement, des caractéristiques géométriques des obstacles (longueur, nature) ainsi que de la taille $\boldsymbol{\lambda}$ des cellules de détonation autonome.

- Le **Chapitre V** est consacré à l'analyse de nos enregistrements ombroscopiques dans le but d'identifier les mécanismes d'accélération de flamme au cours du processus de ***TDD***.

La conclusion de ce mémoire résume l'essentiel de nos résultats.

CHAPITRE I

Etude bibliographique

Dans ce chapitre, nous résumons l'étude bibliographique réalisée dans le but de synthétiser les résultats disponibles sur :

- les caractéristiques de détonation, d'accélération de flamme et de ***TDD*** dans les mélanges gazeux binaires à base de H_2.
- les mécanismes physiques présents dans le processus d'accélération de flamme et de ***TDD***.

Nous présentons d'abord les modèles classiques et la structure réelle de l'onde de détonation avec un bref rappel des critères établis sur la base de la dimension caractéristique de cette structure pour l'initiation, la propagation et l'extinction de la détonation. Nous décrivons ensuite le processus d'accélération de la flamme et de la ***TDD*** dans les tubes.

I.1 Modèles et structure réelle de l'onde détonation

Un combustible gazeux réactif d'hydrocarbures ou de d'hydrogène avec l'air (ou l'oxygène), homogène, peut être le siège d'une combustion vive. Les régimes de combustion des mélanges réactifs peuvent être divisés en deux processus distincts selon la nature du mélange et la source d'énergie utilisée pour initier la combustion : la déflagration et la détonation. Le régime de déflagration est le mode de combustion le plus couramment rencontré. La propagation locale de la flamme est dominée par les mécanismes des transports de chaleur et d'espèces, mais aussi de quantité de mouvement dans le cas de la déflagration turbulente. Il en résulte un double équilibre, la production chimique/diffusion de chaleur dans la zone de réaction d'une part, et la diffusion de chaleur/convection thermique dans la zone de préchauffage d'autre part.

La célérité du front de flamme est essentiellement subsonique par rapport aux gaz frais: l'ordre de grandeur de la vitesse de la flamme est compris entre 1 et 100 m/s, soit un nombre de Mach voisin de 0,1. Elle est proportionnelle à la célérité fondamentale $\boldsymbol{S_u}$ de

combustion d'un combustible. Cette dernière, à titre d'exemple, est de l'ordre de 0,5 jusqu'à 3 m/s pour les mélanges stœchiométriques C_nH_m/Air ou H_2/Air dans les conditions normales de pression et de température (**CNPT**). Ainsi, la célérité fondamentale de la flamme dépend essentiellement des propriétés physicochimiques du mélange.

La propagation de ce front engendre des surpressions en général très inférieures à la pression initiale et les effets mécaniques sont faibles par rapport aux effets thermiques, excepté dans certaines situations comme la combustion à volume constant.

Dans le cas d'une combustion en régime de détonation, le front réactif est supersonique par rapport au milieu amont non réagi. Sa vitesse se compte en kilomètres par seconde, c'est-à-dire que le nombre de Mach est de l'ordre de 5 à 7. L'onde de détonation ne modifie donc pas le milieu frais dans lequel elle se propage, par rapport à la déflagration qui génère des perturbations dans le milieu amont devant la flamme. On constate un couplage entre une onde de choc et une zone de réaction chimique exothermique se déplaçant à la même célérité. L'onde de choc comprime le milieu réactif de façon adiabatique jusqu'à atteindre la température de l'auto-inflammation du mélange donné. Comme l'écoulement en fin de la zone de réaction est sonique vis-à-vis de l'aval, aucune perturbation ne peut rattraper l'onde de détonation autonome dite Chapman-Jouguet, qui est donc stable vis-à-vis des perturbations acoustiques arrières.

Dans le cas du régime de détonation, les surpressions engendrées sont très supérieures à la pression initiale : 20 et 30 fois la pression en amont du front réactif pour un mélange hydrogène/oxygène et un mélange hydrocarbure/oxygène, respectivement. La température atteinte est très élevée, supérieure à 3000 voire 4000 K, et les effets mécaniques sont très importants.

Le mode de combustion de type déflagration peut évoluer dans certaines conditions (énergie de l'inflammation élevée, présence d'obstacles, niveau de turbulence important, mélange sensible) vers le régime de détonation: c'est le processus de **Transition Déflagration Détonation** (***TDD***).

I.1.1 Modèles de détonation

Après les observations en 1881 de Berthelot-Vieille et Mallard-Le Châtelier sur des ondes stables à propagation supersonique dans les tubes, un modèle simple est proposé par Chapman (1899) et Jouguet (1905).

Dans le modèle Chapman-Jouguet (**CJ**), l'onde de détonation est assimilée à une onde monodimensionnelle et stationnaire, considérée en première approximation comme une discontinuité réactive se propageant à la célérité $\boldsymbol{D_{CJ}}$ supersonique par rapport au milieu frais et sonique par rapport aux gaz brûlés (Cf. **Figure I.1**). Le mélange réactif est transformé

instantanément à travers la discontinuité en gaz brûlés en équilibre thermochimique. Il en résulte un saut avec une augmentation des paramètres thermodynamiques tels que la pression, la température et la vitesse matérielle.

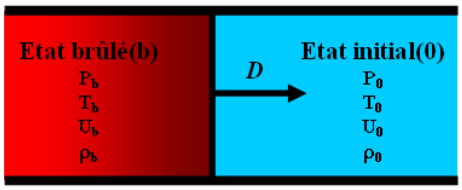


Figure I. 1: Représentation de l'onde de détonation plane monodimensionnelle et stationnaire dans le cadre de la théorie de Chapman-Jouguet

Le modèle de ***ZND*** (Zel'dovich (1940), Von Neumann (1942) et Döring (1943)) décrit l'onde de détonation de la façon suivante (cf. **Figure I.2**): une onde de choc se propageant dans un milieu réactif à la vitesse supersonique D_{CJ} suivie d'une zone de transformation physico-chimique dont l'épaisseur est la longueur d'induction chimique L_i définie comme la distance entre le choc et le début des réactions chimiques. Cette onde de choc comprime le milieu jusqu'à l'état ***ZND*** et entraîne un accroissement instantané de la température et de la pression suffisant pour déclencher des réactions chimiques qui, en quelques microsecondes, libèrent l'énergie par l'auto-inflammation. A l'aval de la zone de réaction, la surface est sonique par rapport aux produits de détonation. Ainsi, aucune perturbation issue des gaz brûlés ne peut affaiblir cette onde.

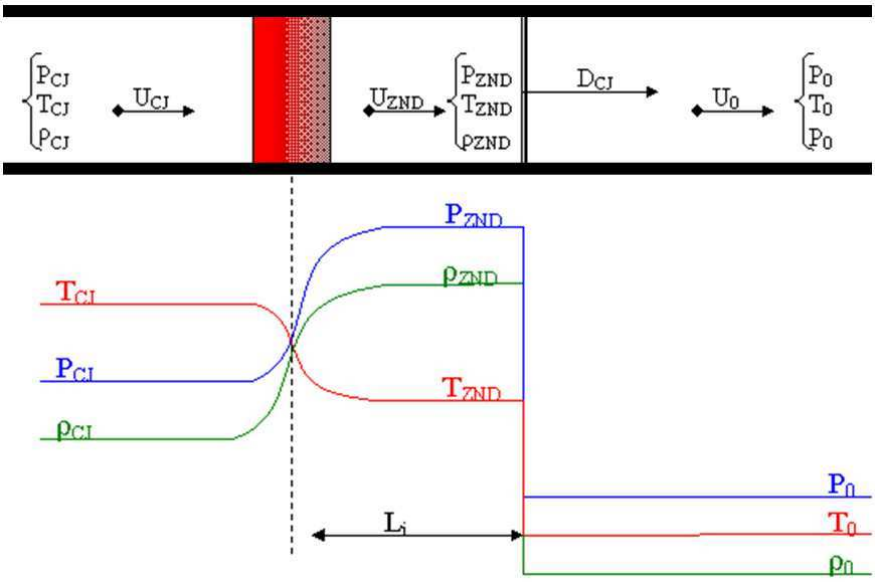


Figure I. 2: Représentation de la structure de l'onde de détonation et des évolutions de masse volumique ρ, de pression P et de température T dans le cadre du Modèle ZND

La zone de réaction est le siège d'une succession d'états d'équilibre chimiques, et à chaque état correspondent une pression et une vitesse matérielle unique. En fin de la réaction, on observe l'expansion des produits de détonation, la détente ne commence que lorsque la libération de chaleur est complètement achevée.

Les modèles de Chapman-Jouguet et de ***ZND*** sont présentés dans l'annexe 1.

I.1.2 Structure réelle de l'onde de détonation

Bien que les modèles de l'onde de détonation monodimensionnelle, plane et stationnaire permettent d'interpréter et de calculer les paramètres de détonation autonome et stationnaire, la transformation des gaz frais en gaz brûlés, en réalité, est un phénomène plus complexe. La structure réelle de l'onde de détonation est tridimensionnelle (cf. **Figure I.3**) plus complexe que celle décrite par le modèle ***ZND***.

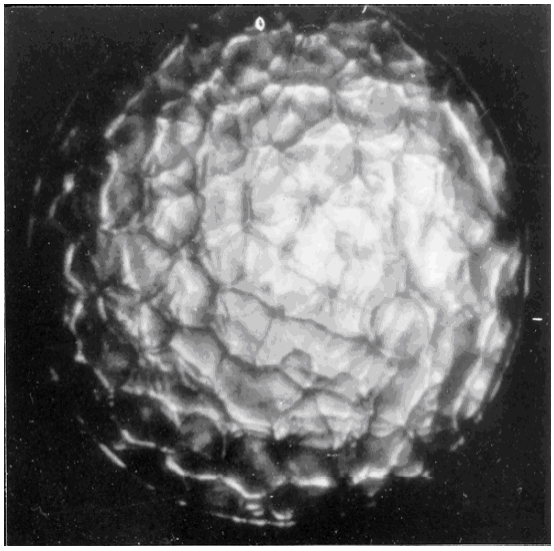


Figure I. 3: Visualisation par caméra rapide de la structure tridimensionnelle du front de détonation impactant un film d'aluminium d'après Presles et al. (1986)

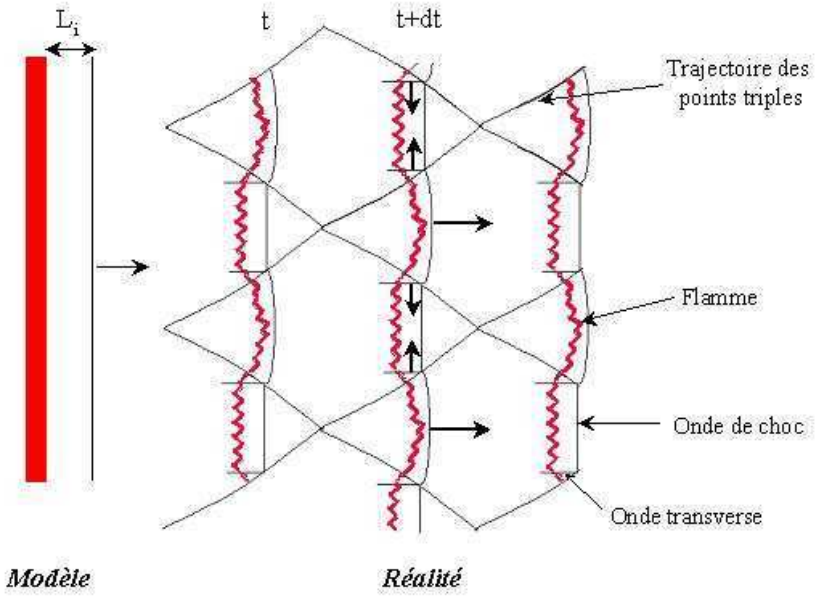


Figure I. 4: Schématisation bidimensionnelle de la structure réelle de l'onde de détonation

Les observations expérimentales ont mis en évidence une structure réelle du front de détonation tridimensionnelle et instationnaire constituée des motifs périodiques (cf. **Figure**

I.4). Le front de détonation se compose d'un réseau d'ondes de choc (onde incidente et onde de Mach) à propagation longitudinale et d'un nombre d'ondes de choc transversales (ondes réfléchies) se déplaçant dans le plan perpendiculaire à l'onde principale. Ces ondes sont suivies d'une zone de combustion.

Ces ondes de choc collisionnent et forment des points triples. Les trajectoires de ces points triples définissent un maillage tridimensionnel périodique plus ou moins régulier en forme de losanges. Chacun des motifs élémentaires est appelé cellule, et la dimension transversale et mesurable perpendiculairement à l'écoulement global est nommée largeur ou taille caractéristique λ de la structure cellulaire du front de détonation. La détonation d'un mélange gazeux réactif est en général caractérisée par la dimension transversale λ. Cette dernière dépend de la composition chimique du mélange (nature des réactifs, richesse, dilution en inerte…), de l'état initial du milieu (pression, température) et du régime de détonation (degré de force de la détonation (D/D_{CJ})). Les cellules d'une détonation forte sont plus petites que celles d'une détonation autonome.

Sur l'axe longitudinal de la cellule, la célérité locale du choc de tête peut varier de 1,8 – 1,6D_{CJ} à 0.8–0.6D_{CJ} (Takai et al. (1974), Dormal et al. (1983), Fickett et Davis (1979)). Elle est proche de la valeur D_{CJ} au milieu de la cellule. La régularité des cellules dépend du système chimique supportant la détonation, plus précisément de l'énergie d'activation réduite E_a/RT_{ZND}, T_{ZND} étant la température des gaz juste derrière le choc. Lorsque E_a/RT_{ZND} diminue la régularité de la structure cellulaire s'améliore, c'est ce qui est observée pour des mélanges fortement dilués par un gaz monoatomique tel que l'argon ou l'hélium (Strehlow (1968 et 1969), Libouton et al. (1981), Desbordes (1990)). La classification de l'allure de ces structures en fonction de leur régularité proposée est: excellente, bonne, faible et irrégulière. La structure est qualifiée de «bonne», lorsque l'espacement entre les traces diagonales laissées par les points triples varie peu devant la taille moyenne de la structure. Elle est dite de « faible » ou de « pauvre » régularité lorsque de nouvelles traces diagonales prennent naissance au sein du maillage principal.

La technique généralement utilisée pour mettre en évidence la structure cellulaire est la méthode des traces de suie. Elle consiste à mettre une surface rigide lisse couverte de noir de carbone, soit parallèlement, soit perpendiculairement à la direction de propagation de l'onde de détonation. La collision des chocs avec la surface arrache des particules de suies et laisse des traces. Cette structure peut être également matérialisée par la déformation d'une feuille de mylar placée perpendiculairement au sens de propagation de la détonation (Presles et al. (1986), **Figure I.3**).

I.1.3 Paramètres dynamiques et taille de cellule

Les études expérimentales menées sur l'initiation, la propagation et l'extinction de l'onde de détonation en espace libre ou confiné ont mis en évidence, en plus de l'énergie

critique d'initiation directe de la détonation $\boldsymbol{E_c}$ par une source ponctuelle d'énergie, l'existence de longueurs caractéristiques appelées paramètres dynamiques (Lee. (1984)). Sur la base de nombreux résultats expérimentaux et d'arguments phénoménologiques ainsi que dimensionnels, ces paramètres sont corrélés par de simples relations de proportionnalité à la taille de la cellule élémentaire λ_{CJ}, soit $\boldsymbol{Ec}\sim\lambda_{CJ}^3$ (critère de Zel'dovich (1956)), $\boldsymbol{d_c}\sim 13\cdot\lambda_{CJ}$, $\boldsymbol{d_c}$ diamètre critique correspondant au diamètre minimal de transmission en espace libre d'une détonation autonome se propageant dans un tube, $\boldsymbol{d_{min}}\sim\lambda_{CJ}$, $\boldsymbol{d_{min}}$ diamètre minimal permettant la propagation d'une détonation autonome dans un tube, voire $\boldsymbol{d_{min}}=\lambda_{CJ}/\pi$ pour la détonation hélicoïdale. Ces relations constituent des critères pour juger la détonabilité des mélanges réactifs et la taille de la cellule constitue une échelle de référence pour la quantifier.

I.1.4 Corrélation entre la longueur L_i d'induction chimique et la taille de la cellule

Il n'existe pas de modèle universel permettant de décrire le processus exact de formation d'une structure régulière d'onde de détonation. Les simulations numériques (Oran et al. (1979), Gamezo et al. (1999) et Guilly et al. (2006)) et reproduisent les structures cellulaires dans des situations de confinement adiabatique si un schéma cinétique détaillé fiable est couplé aux lois de bilan. Elles ne permettent cependant pas encore de les prédire dans des situations non adiabatiques. On admet que la taille de la cellule est proportionnelle à la taille caractéristique de la zone réactive derrière le choc dans le modèle ***ZND*** (Schelkin et Troshin, (1963)).

Le calcul de l'épaisseur de la zone réactive pose un problème du choix de la longueur de référence (longueur d'induction chimique seule ou induction plus recombinaison) (Strelow et Engel (1969), Shepherd (1986)) et du choix des schémas cinétiques qui restent mal connus pour les hydrocarbures. La longueur caractéristique est souvent prise égale à la longueur d'induction recherchée à partir du critère $(\boldsymbol{dT}/\boldsymbol{dx})_{max}$, $\boldsymbol{T}(x)$ étant le profil de température dans un repère lié au choc. Pour établir la corrélation $\boldsymbol{\lambda}=f(L_i)$, la démarche adoptée consiste à calculer L_i, à mesurer λ_{CJ} et à rechercher k tel que :

$$\lambda = K\cdot L_i \qquad \text{(I-1)}$$

K est une constante de corrélation déterminée expérimentalement pour le mélange étudié. Elle dépend de la nature du combustible, du diluant, de la richesse et des conditions initiales. En effet, cette relation a été appliquée avec succès à divers combustibles réactifs en mélange avec l'oxygène ou l'air par de nombreux chercheurs, dont, notamment, Strehlow et Engel (1969), Libouton et al. (1981), Westbrook et Urtiew (1982), Plaster et al. (1989), Auffret (1998), Matigon et al.(2000), Sorin et al.(2005) et Bozier et al.(2009).

Pour de nombreux mélanges dans des conditions ambiantes, K varie d'un à deux ordres de grandeur, soit $K=\lambda/L_i$ ~10 à 100. Il importe de noter que même si le coefficient K n'est pas universel, la taille $\boldsymbol{\lambda}$ de la cellule de détonation est vue comme une échelle de

référence, voire le paramètre dynamique de détonation le plus important selon Lee (1984), pour qualifier la détonabilité d'un mélange réactif.

I.2 Phénoménologie de la Transition Déflagration Détonation dans le tube

Il est bien établi que l'initiation de la détonation dans un mélange réactif dépend essentiellement de la source d'énergie d'allumage. On distingue ainsi :

- L'initiation par **Transition Choc Détonation** (***TCD***) : un allumage suffisamment puissant conduit à la formation de la détonation lorsqu'il peut créer une onde de choc capable de porter, et de maintenir au moins pendant le temps d'induction de la chimie, le mélange dans des conditions de pression et de température supérieures ou égales à celles relatives à la détonation autonome

- L'initiation par jets de gaz chauds : l'expansion d'un jet de gaz chauds dans les gaz frais conduit à la naissance de tourbillons partiellement réactifs présentant un gradient de température par conséquent un gradient de temps d'induction. Lorsqu'une onde de choc est générée localement, elle est rapidement amplifiée et peut dans certaines conditions initier une détonation.

- La **Transition Déflagration Détonation** (***TDD***) : c'est l'objet de notre étude. Pour une faible énergie d'allumage, une flamme laminaire se développe. Lorsque la vitesse des gaz brûlés est nulle, ou fortement ralentie, du fait du confinement, un écoulement de chasse dans les gaz frais est généré par l'effet piston de la flamme. Dans ces conditions, un couplage s'établit entre la propagation de la flamme, la pré compression et le réchauffement des gaz frais qui s'effectue dans l'écoulement de chasse. L'auto accélération de la flamme qui résulte de ce couplage renforce à son tour les caractéristiques de l'écoulement de chasse. Une auto accélération progressive et continue du front de flamme peut s'établir (Deshaies et Joulin (1989)) et créer localement des chocs derrière lesquels les conditions d'auto inflammation du milieu sont atteintes et peuvent donner lieu à la ***TDD***.

Le phénomène de la ***TDD*** est un processus potentiellement dangereux dans les installations industrielles puisqu'il génère des niveaux de pression très élevés bien supérieurs à (5 à 10 fois) la pression ***CJ*** de la détonation du milieu initial considéré. Dans le processus de ***TDD*** on distingue 4 phases 1) l'initiation de la déflagration ; 2) l'accélération de la flamme et la création d'un choc précurseur; 3) l'amplification de ce choc nécessaire à la formation par compression adiabatique de centres d'explosion et 4) la formation de la détonation autonome.

Ce processus dépend très fortement de l'accélération de la flamme dans le milieu confiné tel que le tube long. La flamme est initiée sur un fond fermé par une source de faible énergie. Elle se propage dans le milieu frais et le consomme. La flamme agit comme un piston

poreux qui se met en mouvement. L'expansion des produits de combustion liée à la différence de masse volumique entre les gaz frais et les gaz brûlés (à pression constante) engendre un écoulement de chasse des gaz frais. Lorsque la flamme se propage dans le milieu, l'augmentation de sa surface accroît sa consommation et donc la production de produits de combustion, ce qui augmente sa vitesse. Cet effet piston est donc lié à la production des produits de combustion que l'on peut exprimer par la vitesse de la flamme $\boldsymbol{V_F}$ dans le tube tant que l'écoulement est laminaire ou quasi laminaire. Cette vitesse est proportionnelle à la surface totale de la flamme et à la vitesse fondamentale de la flamme ($\boldsymbol{S_u}$) du mélange dans les conditions locales (richesse, $\boldsymbol{P_f}$, $\boldsymbol{T_f}$, $\boldsymbol{\rho_f}$ et énergie d'activation $\boldsymbol{E_a}$) de consommation. $\boldsymbol{V_F}$ peut être également exprimée en fonction du rapport d'expansion $\boldsymbol{\sigma}$ (rapport des masses volumiques $\boldsymbol{\sigma = \rho_0/\rho_b}$), du taux de plissement $\boldsymbol{\alpha}$ (rapport de la surface réelle de la flamme $\boldsymbol{A_F}$ par la section droite du tube), et de $\boldsymbol{S_u}$:

$$V_F = \alpha \cdot \sigma \cdot S_u \propto A_F \cdot T_f^{\beta} \cdot e^{-\frac{E_a}{R \cdot T_f}} \qquad \text{(I-2)}$$

L'accélération de la flamme au début de sa propagation dépend donc des processus de l'accroissement de la surface de la flamme dû au plissement résultant des instabilités intrinsèques de la flamme, ou de l'augmentation de la turbulence du milieu et/ou de la température locale des gaz frais consécutifs aux ondes de pré compression créées par le piston.

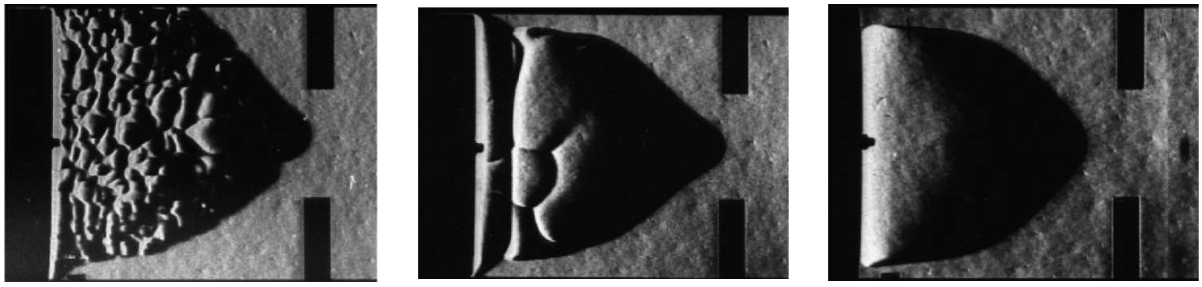
I.2.1 Instabilités du front de flamme

Une flamme laminaire peut s'accélérer grâce aux mécanismes de déstabilisation du front de flamme dans un écoulement laminaire du milieu frais devant elle. On peut distinguer essentiellement 4 types d'instabilités du front de flamme:

1) l'instabilité hydrodynamique, dite de Darrieus–Landau. Une flamme laminaire est intrinsèquement instable par l'effet d'expansion des produits de combustion résultant des différences de masses volumiques entre les gaz frais et les gaz brûlés. La conservation de la composante tangentielle de la vitesse à travers la flamme impose que les lignes de courant au travers des parties convexes ou concaves soient déviées vers la normale au front de la flamme. Ainsi, cela conduit à une différence de la vitesse locale de consommation des réactifs. Celle-ci est plus faible dans les parties convexes (où les lignes de courant s'écartent, la section locale $\boldsymbol{A_F}$ augmentant) et augmente dans les parties concaves (où les lignes de courant se rapprochent). La flamme se propage donc moins vite en ces parties de la section du tube. Les perturbations s'amplifient au cours du temps, ce qui entraine une augmentation de la déformation du front. Ce mécanisme est contrebalancé par l'instabilité thermo-diffusive (décrites ci-dessous) et un état d'équilibre est en général atteint.

2) l'instabilité de Rayleigh–Taylor. Ce mécanisme traduit l'interaction d'une interface entre un fluide léger et un fluide lourd, tel que deux gaz de différentes masses volumiques dans un champ d'accélération. L'interface devient instable lorsque l'accélération est dirigée vers le gaz léger; autrement dit les gaz brûlés dans le cas d'une flamme. Cette instabilité se manifeste lors de la propagation montante de la flamme dans un tube vertical sous l'effet de la gravité ou dans le cas d'une flamme soumise à une onde sonore ou de choc.

3) l'instabilité thermo-diffusive, dite de Zel'dovich. Ce mécanisme est basé sur la diffusion sélective des espèces au niveau d'un front de flamme plissé, en fonction de leur masse. Ces phénomènes de diffusion peuvent engendrer des variations locales de la richesse du mélange réactif. En présence des combustibles légers ou lourds par rapport à l'oxygène (combustible léger instable côté pauvre, combustible lourd instable coté riche), des variations locales de richesse apparaissent. Elles ont pour conséquence des variations de la vitesse fondamentale S_u de flamme. Cet effet déstabilisant est équilibré par l'effet stabilisant de la diffusion de la chaleur qui agit de façon inverse. On juge la stabilité d'une flamme par le nombre de Lewis (***Le***) en comparant les flux de chaleur et ceux de diffusion des espèces. L'interface est stable dans ce mécanisme de thermo-diffusion si ***Le*** > 1, et sinon elle est instable, (Cf. **Figure I.5**).



(*a*) *Le* ≈0,35 **(*b*) *Le* ≈1,0** **(*c*) *Le* ≈3,8**

Figure I. 5: Exemples sur le stade initial d'accélération de flamme dans les mélanges (*a*) 10% H_2/Air, (*b*) 10% H_2+5%O_2+85%Ar et (*c*) 70% H_2/Air par ombroscopie d'après Matsukov et al.(1998), (1999)

4) l'instabilité de Kelvin–Helmoltz. Elle traduit l'influence de la viscosité du fluide sur la structure du front de flamme lorsque deux fluides sont superposés et se déplacent à des vitesses différentes à leur surface de contact. Ces perturbations peuvent présenter une croissance non linéaire et donner naissance à des tourbillons organisés dans le front de flamme. Les structures tourbillonnaires contribuent de façon significative au transport de quantité de mouvement et de chaleur.

En général, les instabilités de Darrieus–Landau et de thermo-diffusivité jouent un rôle prédominant dans la phase initiale de propagation de la flamme ou dans sa propagation dans un milieu non confiné. Cependant, les instabilités de Rayleigh–Taylor et de Kelvin–Helmoltz sont des mécanismes forts. Par conséquent, ils sont essentiellement responsables de

l'augmentation de la surface de la flamme et de la génération de la turbulence dans un milieu confiné en présence d'obstacles.

L'interaction entre le front de flamme et les structures tourbillonnaires va avoir pour conséquence de plisser le front et d'augmenter sa surface (d'autant plus que la turbulence est importante). La surface de flamme s'agrandit, la vitesse de consommation s'accroît, ce qui accélère la flamme. Le nombre de Reynolds du milieu amont va augmenter ainsi que le taux de turbulence. Ceci augmente le plissement de la flamme et l'accélère Une boucle de rétroaction est ainsi créée. Elle tend à renforcer l'effet de la turbulence sur la flamme durant le premier stade d'accélération de flamme, c'est-à-dire jusqu'à la formation d'une onde de choc dans le milieu amont.

I.2.2 Effet des ondes de pré compression sur l'accélération de la flamme

Dans un tube fermé l'accélération de la flamme génère des ondes de compression de faible amplitude, qui mettent en mouvement les gaz frais, initialement au repos. Chaque accélération de la flamme engendre une nouvelle onde simple de compression. La vitesse de cette onde simple dépend de la température du milieu ($\boldsymbol{a^2 = \gamma \cdot R \cdot T}$) dans lequel elle se propage. Ces ondes de compression font augmenter de manière progressive et continue la température locale du milieu même si les accroissements successifs restent faibles. Le train d'ondes générées au cours de la propagation de la flamme conduit à un raidissement du front puisque les ondes successives se rattrapent et forment une onde de choc, appelée choc précurseur dans le milieu frais. Ainsi, l'effet de compression n'est plus négligeable, il en résulte une forte augmentation de la température du milieu par la compression adiabatique.

La compression engendrée par le choc favorise davantage l'accélération de la flamme qui à son tour génère de nouvelles ondes de compression qui vont renforcer le choc et augmenter encore la température… On voit, ainsi, une boucle de rétroaction apparaître qui renforce l'effet de compression sur l'accélération de la flamme. La flamme va se propager dans un milieu frais pré-conditionné avec une température locale plus élevée. Il s'ensuit une accélération plus importante.

Ce processus continue jusqu'à ce que le système choc–flamme atteigne une vitesse limite de l'ordre de la vitesse du son dans les produits de combustion isobare adiabatique. Ce régime de propagation est considéré comme «le régime du blocage thermique». Une fois cet état atteint, les conditions sont réunies derrière le choc pour que toutes les perturbations locales (fluctuation locale du choc, interaction entre la flamme et le choc…) conduisent à la formation d'une explosion locale qui engendre la détonation dans la section du tube.

Dans le tube lisse, la longueur du tube peut jouer un rôle sur l'apparition de la ***TDD*** (Kerampran, 2000). Les ondes de compression en se réfléchissant sur le fond du tube (ouvert ou fermé) créent des ondes de détente ou de compression qui peuvent générer un écoulement

dans le milieu frais dans le même sens, mais aussi, en sens contraire de la propagation de la flamme. L'écoulement en sens contraire a pour effet de « retourner » le front de flamme (flamme tulipe) et de ralentir la flamme et de la faire reculer, voire de l'éteindre. L'écoulement dans le sens de consommation des gaz frais génère une période d'accélération brutale de la flamme qui peut déclencher la ***TDD***. Le lieu de ces interactions dépend de la longueur du tube. Il est donc important dans notre étude de s'assurer que le tube d'étude soit suffisamment long pour éviter toutes les interactions entre la flamme et la réflexion des ondes de compression sur le fond du tube opposé à l'allumage.

I.2.3 Rôle des obstacles dans la *TDD*

L'effet des obstacles a été mis en évidence pour la première fois par Schelkin et al. (1949) sur la propagation de la flamme dans le tube en présence d'obstacles répétitifs. L'introduction d'un ou plusieurs obstacles dans le tube dans lequel une flamme se propage à partir du fond fermé peut modifier la morphologie géométrique et la vitesse du front de la flamme par deux mécanismes décrits ci-dessous.

Tout d'abord, les ondes de compression de tête générées par la flamme se réfléchissent sur l'obstacle. L'onde réfléchie de compression interagit avec le front de la flamme en créant l'instabilité du type Rayleigh-Taylor sur la surface de la flamme. L'effet précurseur conduit donc à l'augmentation de la surface de la flamme par plissement. La flamme perçoit la présence de l'obstacle avant de l'atteindre, parce que les ondes de compression accroissent la célérité du son, a priori, plus rapide que la flamme.

Le deuxième mécanisme est lié à l'interaction directe entre la flamme et l'obstacle installé dans le tube. La présence de l'obstacle réduit la section locale du tube. Cet effet est, en général, quantifié par le rapport de blocage (***RB***) d'obstacles qui définit le rapport entre la section obstruée et la section totale du tube. Cette réduction de section provoque de manière significative des variations des vitesses locales de chasse de l'écoulement en avant de la flamme (par conservation du débit). Une partie de la flamme peut contourner l'obstacle, l'autre reste quasiment statique. Ceci provoque, à nouveau, un accroissement de la surface de la flamme par étirement. De plus, une zone de recirculation contenant des gaz frais entre les deux obstacles en vis-à-vis dans le sens axial du tube se développe. Ces gaz frais sont entourés par les gaz brûlés chauds et peuvent les consommer de façon violente, voire créer directement une explosion locale dans certaines conditions. Ces deux effets permettent d'étirer la flamme et donc conduisent à l'augmentation rapide de sa surface. De ce fait, ils favorisent l'accroissement du taux de combustion volumique et l'augmentation de la vitesse de propagation de la flamme.

Une fois l'obstacle passé, la flamme reprend assez vite son aspect régulier. Il est donc nécessaire de mettre en place une succession d'obstacles dans le tube de manière à conserver l'effet d'accélération continu sur la flamme. Enfin, lorsque qu'une onde de choc apparaît dans

le milieu frais dans lequel la flamme se propage, son interaction avec un obstacle permet de créer localement une zone de forte pression et température. De plus, la réflexion droite de l'onde de choc sur la surface d'un obstacle permet d'obtenir des pressions de 1 à 8 fois la pression (et des températures 1 à 10 fois la température) derrière le choc incident pour un gaz possédant un coefficient isentropique γ voisin de 1,4.

Ainsi, l'introduction d'obstacles dans le milieu confiné permet d'obtenir localement les conditions d'auto-explosion du mélange réactif et favorise la création de la détonation. Comme nous l'avons discuté, ces obstacles jouent un rôle dominant dans la génération de la turbulence. La présence d'obstacles répétitifs dans le tube permet d'atteindre plus rapidement les conditions favorables à l'apparition de la ***TDD*** en augmentant le niveau de la turbulence dans le milieu frais. Dans le tube lisse, à contrario, la turbulence a essentiellement lieu au niveau de la couche limite au voisinage de la paroi du tube. Ainsi, la configuration d'obstacles induit une accélération bien plus efficace et plus rapide de la flamme que celle obtenue par le seul effet de la turbulence développée sur les parois d'un tube lisse.

Pour la propagation de la flamme dans le tube contenant des obstacles répétitifs (plaques percées régulièrement espacées, grilles ou spires), 4 régimes différents, en fonction du blocage et de la réactivité du mélange gazeux, ont été observés (Chan et al.(1983), Lee et al.(1984), Teodorcyck et al.(1988) et (1990)):

- Le régime de «coincement»: pour un rapport de blocage fort, la flamme d'abord se propage à travers quelques obstacles avant de s'éteindre. La propagation s'effectue par l'allumage successif des poches du mélange réactif contenues dans les chambres délimitées par deux plaques perforées, grâce au jet de gaz chauds débouchant de chambre en chambre au niveau des obstacles. L'extinction apparaît lorsque le mélange turbulent des gaz brûlés et gaz frais ne peut plus allumer ces derniers à cause des pertes thermiques qui deviennent prépondérantes.

- Le régime de «blocage thermique»: lorsque le rapport de blocage devient plus faible, la flamme se maintient et se propage jusqu'à atteindre une vitesse proche de la vitesse du son dans les produits de combustion. Le ***RB*** optimum semble être autour de 0,5 pour obtenir rapidement le régime de blocage thermique.

- Le régime de «quasi-détonation»:pour des rapports de blocage intermédiaires, l'accélération de la flamme peut conduire à l'apparition d'une onde de détonation dans le tube. L'onde de détonation se propage à une vitesse inférieure à la célérité $\boldsymbol{D_{CJ}}$ à cause des pertes de quantité de mouvement et thermiques engendrées par l'interaction entre l'onde de détonation et les obstacles installés dans le tube. Dans un tube de section carrée, le comportement de la quasi-détonation dépend du rapport $\boldsymbol{h/\lambda}$, $\boldsymbol{h}$ étant la hauteur libre au dessus d'un obstacle.

- Pour h/λ ~1–2, la détonation subit une succession d'extinctions/ré-initiations lors du passage de l'obstacle.
- Pour h/λ <5 la détonation s'affaiblit au passage de l'obstacle et on observe une vitesse D de propagation pouvant atteindre 50% D_{CJ}.
- Pour h/λ >5, le régime de détonation est observée. Dans ce cas la détonation se propage sans influence significative de la divergence de l'écoulement induite par l'obstacle.

- Le régime de «détonation»: pour les mélanges les plus réactifs, on obtient une détonation autonome se propageant à une vitesse supérieure ou égale à la célérité D_{CJ} qui semble être insensible à l'effet de blocage des obstacles dans ce cas.

I.2.4 Critères d'obtention de la Transition Déflagration Détonation

Une onde de détonation peut se propager dans les tubes, si les conditions d'existence sont satisfaites. Nous prenons en considération ici deux configurations de tube suivantes:

- l'initiation de la détonation par (***TCD***) et sa propagation dans un tube lisse avant de parcourir un tube muni d'obstacles répétitifs.
- l'initiation et la propagation d'une flamme dans un tube muni d'obstacles répétitifs (cf. **Figure I.6**), sur toute sa longueur, dans lequel la ***TDD*** peut avoir lieu.

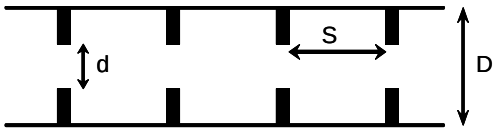


Figure I. 6: Schéma d'un tube en présence d'obstacles périodiques

Les critères d'existence d'une détonation dans les tubes sont fondés sur la comparaison de la dimension géométrique du tube (le diamètre d pour les sections cylindriques ou la plus petite hauteur pour les sections rectangulaires) avec la largeur transversale λ du front de la détonation. Ces critères ont été exprimés par:

1) $d \geq \lambda$, d étant la dimension minimum libre dans un tube en présence d'obstacles (Peraldi et al. (1986)).

2) $L_D \geq 7\lambda$, L étant la dimension caractéristique dans le tube muni de différents obstacles (Dorofeev et al. (2000)).

$$L_D = \frac{D.I + S}{2 \cdot (1 - \frac{d}{D.I})} \tag{I-3}$$

Pour ces deux configurations différentes décrites ci-dessus, on trouve une même condition critique d'existence de la détonation. Si elle n'est pas respectée, elle conduit à l'extinction de la détonation pour le premier cas et à l'échec de la transition de la déflagration en détonation dans le second. Ainsi, on observe la propagation d'une déflagration rapide dans la section munie d'obstacles.

I.3 Détonabilité des mélanges gazeux binaires - travaux antérieurs

Dans cette partie, nous allons synthétiser les résultats obtenus dans la littérature sur la détonabilité des mélanges gazeux binaires en se basant sur l'énergie critique d'initiation de la détonation, la taille caractéristique λ de la structure cellulaire, la célérité ***D***, la pression ***P*** de la détonation autonome. Nous donnons également dans l'annexe 2 quelques résultats de mesures de taille de cellule de détonation dans des mélanges binaires. Actuellement, peu de publications sont consacrées à l'étude de la détonabilité caractéristique des mélanges gazeux binaires H_2/C_3H_8-Air aux **CNPT**.

Vander Molen et al. (1979) ont effectué une étude expérimentale sur l'énergie critique d'initiation de la détonation dans un tube à choc sectoriel de 137,6 cm du rayon et de 5 cm de l'épaisseur. Le mélange considéré est CH_4/Air stœchiométrique, dilué avec une faible quantité d'éthane, entre 0 et 5,66% en proportion volumique dans le mélange, aux **CNPT**. Ils ont montré que l'introduction de peu d'éthane au mélange CH_4/Air augmentait de façon significative la sensibilité du mélange CH_4/Air. A titre d'exemple, 1 à 2% d'éthane en volume dans les mélanges étudiés, a conduit à la réduction de l'énergie critique de l'initiation de la détonation et à l'obtention d'une détonation autonome.

Takita et al.(1996) ont mené une étude expérimentale pour déterminer la détonabilité des mélanges gazeux binaires H_2/CH_4-Air, H_2/C_3H_8-Air et CH_4/C_4H_{10}-O_2 dans un tube cylindrique en cuivre de diamètre interne (***D.I***) de 10 mm et de longueur 6 m dans les conditions ambiantes. Une spirale de Schelkin de longueur 60 cm et de pas 1,25 cm a été utilisée pour accélérer la flamme. Pour les mélanges binaires H_2/C_3H_8-Air, auxquels nous nous intéressons, la richesse et la teneur en hydrogène dans les combustibles varient de 0,6 à 2,4 et de 0,4 à 1,0, respectivement. Ils ont observé que la célérité mesurée ***D*** de la détonation était en bon accord avec celle calculée ***D***. Elles varient entre 1600 et 2400 m/s. Cependant, les régimes obtenus ne semblent pas autonomes. Les tailles de cellules de détonation pour les mélanges étudiés sont forcément supérieures au diamètre du tube de 10 mm correspondant à la valeur de λ pour le mélange stœchiométrique H_2/Air dans les conditions ambiantes.

Matignon et al. (2000) ont mené une étude expérimentale sur la détonabilité des mélanges constituant les combustibles binaires H_2/CH_4, CH_4/C_2H_6 et l'oxydant O_2/N_2 jusqu'à l'air dans un tube cylindrique de diamètre interne de 52 mm et de longueur de 7 m. Dans cette étude, la proportion de H_2 dans les combustibles binaires, la dilution en N_2 et les conditions de température et pression initiales ont été variées. Ils ont observé que la détonabilité des

mélanges binaires considérés est contrôlée par le constituant le plus lourd, c.à.d. par celles de CH_4 et C_2H_6, respectivement.

Yoshida et al. (2005) ont effectué une étude expérimentale pour caractériser la détonabilité des mélanges stœchiométriques binaires H_2/CH_4-, H_2/C_3H_8- et CH_4/C_3H_8-Air dans un tube cylindrique de ***D.I*** de 100 mm et de longueur de 2,035 m dans les conditions normales de température et de pression (**CNPT**). La détonation est initiée par un booster de ***D.I***=42 mm et de longueur de 7,88 m contenant un mélange stœchiométrique gazeux plus sensible C_3H_8-O_2 aux **CNPT**. Ce dernier a été enflammé par une bougie conventionnelle. A l'aide de deux sondes installées au fond du tube en face desquelles des coquilles en inox ont été placées, la célérité ***D*** et la largeur transversale λ du front de la détonation ont été mesurées. Pour les mélanges H_2/C_3H_8-Air qui nous intéressent, la célérité moyenne mesurée varie de 1755 m/s à 1965 m/s lorsque la teneur en hydrogène varie de 0 (propane pur) à 1,0 (hydrogène pur) dans ces deux combustibles. La célérité de détonation mesurée est en bon accord avec celle de la détonation ***CJ***. La largeur transversale λ de la structure cellulaire du front de détonation variait de 8 à 53 mm correspondant à celles des mélanges stœchiométriques H_2/Air et C_3H_8/Air dans les conditions ambiantes, respectivement. La taille λ de la structure cellulaire de la détonation mesurée semble être quasiment constante et de l'ordre de 38 mm lorsque la fraction du C_3H_8 variait de 0,2 à 0,7 dans ces deux combustibles.

Chaumeix et al. (2007) ont réalisé une étude expérimentale sur la validation du mécanisme de l'oxydation des mélanges gazeux binaires H_2/CH_4-Air, d'une part, et les caractéristiques de la détonation pour les mélanges binaires H_2/CH_4-O_2, d'autre part. Dans ce dernier cas, ils ont fait plusieurs essais dans un tube cylindrique en inox de ***D.I***= 78 mm et de longueur de 4,5 m à deux pressions initiales de 0,1 et 1,0 bar et à la température ambiante. La détonation est initiée par un booster de longueur de 1 m contenant le gaz hélium au cours des expériences. A l'aide des capteurs de pression distribués le long du tube, ils ont mesuré la célérité ***D*** de la détonation. ***D*** varie de 2189 à 2870 m/s lorsque la teneur en méthane dans les combustibles binaires varie de 0 à 0,6 pour une richesse de 0,75 ou de 1,0 et une proportion en volume de l'oxygène de 44,44% à 65,12% à la pression initiale de 1,0 bar. En outre, la largeur transversale λ de la détonation varie de 10 à 50 mm à la pression initiale de 0,1 bar lorsque la teneur en méthane varie de 0 à 1,0 et la richesse de 0,75 ou 1,0. Ils ont aussi obtenu que, quelle que soit la richesse de 0,75 ou 1,0, l'adjonction du méthane joue un rôle inhibiteur sur la détonabilité caractéristique du mélange H_2/Air.

Ensuite, Bozier et al. (2009), Sorin et al. (2009) ont mené une étude expérimentale sur la détonabilité des mélanges binaires H_2/CH_4-Air dans deux tubes cylindriques de différents diamètres intérieurs (***D.I***=52 mm ou 106 mm) et de longueur d'environ 9 m en présence d'une spirale de Schelkin en cuivre de 2,8 m de long et d'un rapport de blocage (***RB***) de 0,5. La richesse pour les mélanges binaires étudiés variait de 0,6 à 3 et la fraction molaire de l'hydrogène dans les deux combustibles de 0,5 à 1,0. Une pression initiale variant de 0,2 à 2,0

bars a été prise en considération au cours des expériences à la température ambiante. La détonation est obtenue à l'aide d'un booster contenant le mélange stœchiométrique C_2H_4/O_2 dans le cas du tube de ***D.I***=106 mm. Ils ont montré que les paramètres thermodynamiques mesurés tels que la célérité ***D*** et la pression ***P*** de la détonation étaient en bon accord avec celles de la détonation ***CJ***. La largeur transversale moyenne mesurée $\boldsymbol{\lambda}$ de la cellule de détonation variait de 8 à 95 mm après l'ajout progressif de méthane au mélange gazeux H_2/Air. Le rapport entre cette largeur $\boldsymbol{\lambda}$ et la longueur d'induction chimique $\boldsymbol{L_i}$, calculée en utilisant un schéma cinétique chimique Gri-Mech 3,0 oscille de 40 à 50. Simultanément, la longueur de la transition de la déflagration en détonation, $\boldsymbol{L_{TDD}}$, a été déterminée. La distance minimum de ***TDD*** était obtenue pour des mélanges légèrement riches. Par ailleurs, ils ont mis en évidence que la longueur de la ***TDD***, $\boldsymbol{L_{TDD}}$ était de l'ordre de 30 à 40 fois la taille $\boldsymbol{\lambda}$ de la structure cellulaire du front de détonation pour les mélanges binaires considérés.

I.4 *AF* et *TDD*: cas des mélanges gazeux réactifs avec de l'hydrogène ou du propane - travaux antérieurs

Dans cette partie, nous allons mettre l'accent sur les résultats obtenus dans la littérature à partir des études expérimentales ou des simulations numériques sur les phénomènes d'***AF*** et de ***TDD*** dans des mélanges gazeux comportant de l'hydrogène et/ou du propane. Tout d'abord, nous allons présenter l'influence de différents facteurs sur le processus de l'***AF*** et de la ***TDD***, tels que, les conditions thermodynamiques ($\boldsymbol{P_0}$, $\boldsymbol{T_0}$), les configurations d'obstacles (pas, rapport de blocage, et longueur), la géométrie du confinement (diamètre du tube) et la nature du diluant. Ensuite, nous synthétiserons les résultats sur les mélanges binaires H_2/C_3H_8-Air. Enfin, nous présenterons les modèles décrivant les mécanismes de l'***AF*** dans le processus de ***TDD***. Dans l'annexe 3, des exemples de résultats de mesure de $\boldsymbol{L_{TDD}}$ sont données pour des mélanges simples et binaires.

Bollinger et al. (1961) ont effectué une étude de la ***TDD*** en fonction de la pression initiale variant de 1 à 25 bar et de la température initiale de 40°C et 200°C pour les mélanges gazeux H_2-O_2, CH_4-O_2, C_2H_2-O_2-N_2, CO-O_2 dans un tube lisse de diamètre interne ***D.I***=25 mm. Ils ont énuméré 4 paramètres influençant le processus de la ***TDD***: la chaleur de combustion (représentée par le rapport de la température des gaz brûlés sur celle des gaz frais $\boldsymbol{T_b/T_f}$), la vitesse fondamentale de la flamme ($\boldsymbol{S_u}$), la célérité du son dans le milieu frais ($\boldsymbol{a_0}$) et la turbulence du mélange (représentée par le nombre de Reynolds $\boldsymbol{Re_f}$ calculé à partir de $\boldsymbol{S_u}$ et de ***D.I***). Ils ont proposé un paramètre empirique ***K*** permettant de décrire la capacité d'un mélange à transiter en détonation:

$$K = \mathrm{Re}_f \cdot \left(\frac{S_u}{a_0}\right) \cdot \frac{T_b}{T_f} \qquad \text{(I-4)}$$

Les résultats indiquent que plus ce paramètre, ***K***, est grand, plus la longueur de la transition en détonation $\boldsymbol{L_{TDD}}$ est courte. Néanmoins, ce paramètre n'indique que les

tendances générales. Les mélanges CH_4-Air et C_3H_8-Air possèdent des vitesses fondamentales de flamme comparables et des températures de flamme voisines. Ainsi, ce paramètre *K* doit prendre des valeurs similaires pour les deux mélanges. Cependant, C_3H_8-Air a un comportement par rapport à la ***TDD*** très différents de celui de CH_4-Air.

Lee et al. (1984) ont mené une étude sur le processus de l'accélération de la flamme et de la ***TDD*** pour le mélange H_2/Air aux **CNPT** dans un tube cylindrique de ***D.I***=50 mm et de longueur 11 m en présence de différents obstacles de 3 m de longueur et avec un pas égal au diamètre interne. Trois types d'obstacles tels qu'une spirale de ***RB***=0,44, une plaque perforée de ***RB*** =0,44 ou de ***RB*** =0,6 ont été utilisées au cours de cette étude. Ils ont montré qu'il existait un état stable de la célérité de la flamme ou de la détonation sur une distance de 10 à 40 fois le diamètre du tube. Lorsque la concentration de l'hydrogène [H_2] était supérieure à 13%, une transition brutale en détonation avait lieu. Lorsque la célérité de la flamme approchait 800 m/s, le phénomène de la quasi-détonation a été observé pour le mélange au voisinage de la stœchiométrie. La pression maximum prenait une valeur moyenne entre la pression de la détonation ***CJ*** et celle de la combustion à volume constant. De plus, ils ont observé que lorsque la concentration de l'hydrogène [H_2] était supérieure à 17%, la flamme transitait en détonation. La taille $\boldsymbol{\lambda}$ de la cellule de détonation obtenue alors correspond au régime de détonation hélicoïdale. Ainsi, cette concentration représente la limite de composition, ou concentration critique, pour l'obtention de la détonation stable dans ce tube.

Higgins et al. (2001) rappellent divers moyens pour augmenter la sensibilité à la détonation, au sens de favoriser la ***TDD***, pour les mélanges hydrocarbures/Air dans les tubes en présence d'obstacles répétitifs. Le rôle du système initiateur a été étudié lors de la propagation de la flamme sur le passage rapide du régime laminaire à turbulent. L'introduction d'une petite chambre de précombustion au niveau de la bougie permet de réduire de plus d'un facteur de 2 le temps de ***TDD***, $\boldsymbol{t_{TDD}}$, sans noter d'influence sur la longueur de ***TDD***, $\boldsymbol{L_{TDD}}$. Ce système permet la création rapide de la flamme turbulente par un système de jets de flamme à la sortie de la préchambre. Mais la flamme turbulente doit toujours parcourir la même abscisse pour atteindre une célérité suffisante permettant l'initiation de la détonation. Ils en déduisent que bien que le temps de transition de la flamme laminaire en flamme turbulente corresponde à la majorité du temps nécessaire à la ***TDD***, la distance sur laquelle elle se produit, était négligeable par rapport à celle de la ***TDD***.

Ouarti (2001) a mené une étude sur la ***TDD*** en fonction de la pression initiale ($\boldsymbol{P_0}$) pour les mélanges C_2H_2-Air à des richesses différentes (Φ =1-1,5 et 2) et H_2+0,5O_2. Les essais ont été effectués dans un tube de longueur 4 m et de diamètres internes ***D.I*** de 8, 16, 20 et 26 mm dans lequel avait été introduite une spire de Schelkin de rapport de blocage ***RB***=0,5 et de pas ***S*** égal au diamètre du tube (***S***=***D.I***) sur toute la longueur du tube pour accélérer la flamme. Cette étude expérimentale a montré que:

- la transition n'a lieu que si $(\boldsymbol{D.I} - \boldsymbol{e})/\boldsymbol{\lambda} > 0{,}95$ (avec ***e*** l'épaisseur de la spirale).

- le temps de transition est fortement influencé par la vitesse de flamme laminaire du mélange étudié.
- L_{TDD} varie en fonction de la pression initiale P_0 selon une loi en P_0^{-n}.

Alekeev et al. (2001) ont réalisé une étude sur l'effet de la ventilation sur le phénomène de l'accélération de la flamme et la ***TDD*** dans deux tubes de ***D.I***=46 mm et 92 mm et d'une longueur de 63***D.I*** en présence d'obstacles annulaires de ***RB***=0,6 et de pas égal au diamètre du tube. Le rapport α de la surface de ventilation sur la surface interne du tube est de 0,2 ou 0,4. Les tubes sont remplis de mélanges H_2/Air contenant de 9 à 70% d'hydrogène ou de mélanges stœchiométriques H_2/O_2 dilués par l'azote. Ils ont trouvé que la ventilation influençait de façon importante l'accélération de la flamme. Plus le rapport de la ventilation est élevé, plus le mélange devient sensible et permet le développement d'une flamme rapide. La condition critique pour l'accélération de la flamme dans un tube avec ventilation est $\sigma_{cr}^* \sim \sigma^* \cdot (1+2 \cdot \alpha)$ (σ^* est le rapport critique d'expansion dans le tube fermé.). Les conditions critiques d'existence de la détonation sont similaires à celles obtenues dans un tube fermé.

Dorofeev et al. (2001) ont réalisé une étude sur l'évaluation de la limite d'accélération potentielle de la flamme dans les mélanges contenant H_2. Ils ont synthétisé les résultats obtenus dans la littérature pour les mélanges H_2/Air, H_2/Air/vapeur à la température initiale de 298 à 650 K et la pression initiale de 1 à 3 bars, et le mélange H_2/O_2 dilué par des diluants tels que l'azote, l'argon, l'hélium et le dioxyde de carbone dans les conditions ambiantes. Ils ont utilisé une série de paramètres caractéristiques de la flamme tels que le rapport d'expansion σ et les nombres de Zeldovich β ainsi que Lewis L_e dans l'objectif d'évaluer la limite de l'accélération potentielle de la flamme. Les conditions critiques sont exprimées en fonction du rapport critique d'expansion σ^* et de l'énergie d'activation adimensionnée pour déterminer la limite de l'accélération potentielle de la flamme pour les mélanges contenant l'hydrogène.

Veser et al. (2002) ont mené une étude sur la détermination de la distance minimum de l'accélération de la flamme dans un tube de ***D.I***=350 mm et de longueur de 12 m en présence des plaques percées du ***RB*** variable de 0,3 à 0,75 dans les conditions ambiantes. Le mélange H_2/Air contenant de 11% à 20% d'hydrogène en volume et le mélange stœchiométrique H_2/O_2 dilué par l'azote ou l'hélium ont été pris en considération au cours des expériences. Ils ont déterminé la longueur $L_{95\%}$ nécessaire pour atteindre 95% de la vitesse du blocage thermique. Un modèle analytique permet d'établir une relation (I–5) entre cette longueur, le rayon ***R*** du tube, la vitesse de l'écoulement de chasse créée par la propagation d'une flamme laminaire $(\alpha\text{-}1) \cdot S_u$, la vitesse du son dans les produits de combustion isobare a_b et la configuration géométrique des plaques (***RB***, pour un espacement égal au diamètre du tube):

$$\frac{L_{95\%}}{R} \cdot \frac{10 \cdot (\sigma - 1) \cdot S_L}{a_p} \approx a \cdot \frac{1 - RB}{1 + b \cdot RB} \qquad \text{(I-5)}$$

Cette expression est obtenue en négligeant l'influence de la compressibilité sur la flamme, la vitesse de la flamme turbulente étant fixée à 10 fois celle de la flamme laminaire, et en estimant l'influence du réseau d'obstacles sur le plissement de la surface de flamme (coefficient ***b***). Les coefficients ***a*** et ***b*** sont fixés, respectivement, à 2 et 1,5. La relation (I-5) fournit une estimation de la longueur requise pour obtenir le régime de blocage thermique en prenant en compte l'accélération de la flamme due à la turbulence induite par les obstacles. Elle permet de donner des résultats assez proches de la réalité pour les mélanges considérés.

Par la suite, Dorofeev et al. (2009) ont mené une étude sur le phénomène de l'accélération de la flamme jusqu'au régime de combustion supersonique pour le mélange contenant de l'hydrogène. Ils ont établi plusieurs modèles empiriques pour l'évaluation de la distance de la déflagration au régime de blocage thermique dans un tube lisse ou obstrué par des obstacles de $RB<0,1$ ou en présence d'obstacles de $0,1<RB<0,7$. Ils ont aussi confirmé que cette distance dépendait de façon importante de la composition des mélanges, du niveau de turbulence, des conditions initiales thermodynamiques (P_0, T_0), du diamètre du tube (***D.I***) et du rapport de blocage (***RB***).

Kuznetsov et al. (2005) ont mené une étude expérimentale sur la transition déflagration détonation dans le mélange réactif stœchiométrique H_2/O_2 dans un tube lisse en acier de ***D.I***= 105 mm et de longueur de 24 m à la pression initiale (P_0) variant de 0,2 bar à 8 bars. Ils ont obtenu une relation entre la distance de la ***TDD***, L_{TDD}, et la pression initiale (cf **Figure I.7**), $L_{TDD} = 0,7 \cdot P_0^{-1,17}$. De plus, ils ont établi une relation, $\delta = 10 \cdot \lambda$, entre l'épaisseur minimum δ de la turbulence et la taille λ de la cellule de la détonation autonome (ou $\delta = 15 \cdot \lambda_{ps}$, λ_p est de la cellule de la détonation forte). Cette relation permet d'évaluer le niveau de turbulence, d'une part, et la distance de ***TDD***, L_{TDD}, d'autre part, dans le cas d'un mélange réactif sensible ou dans le cas d'un diamètre de tube grand devant la taille de cellule ($d > 20 \cdot \lambda$).

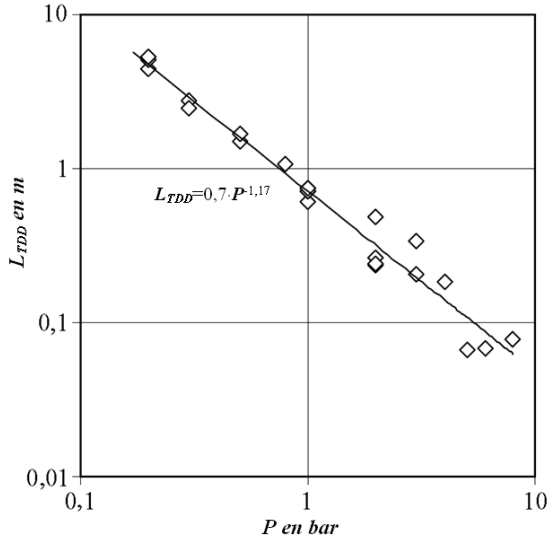


Figure I. 7: Variation de la distance de *TDD*, L_{TDD}, en fonction de la pression initiale dans le mélange H_2/Air d'après Kuznetsov et al. (2005)

Teodorczyk et al. (2009) ont effectué une étude relative aux régimes de propagation observés lors de l'accélération de la flamme et de la ***TDD*** dans le mélange H_2/Air dans un tube de section rectangulaire 110 mm×80 mm et de longueur de 2 m aux **CNPT**. Trois richesses de 0,6, 0,8 et 1,0 ont été considérées. Les obstacles de ***RB*** de 0,25, 0,5 et 0,75 et de pas de 0**H** (sans obstacle), 1**H**, 2**H** et 4**H**, avec **H**=80mm, ont été mis en œuvre au cours des expériences. Ils ont trouvé que l'obstacle de ***RB*** élevé défavorise la propagation de la flamme en raison de pertes plus importantes de quantité du mouvement, et atténue le risque de la ***TDD***. Plus le ***RB*** est élevé, plus le pas entre les deux plaques adjacentes doit être grand pour obtenir une détonation. Enfin, dans le cas des mélanges les plus pauvres, le régime de détonation n'a pas été observé. Le rôle du pas ne semble pas déterminant.

Pinard et al. (2004) ont effectué une étude sur l'effet de l'addition de NO_2 (jusqu'à 33% en volume) sur la taille $\boldsymbol{\lambda}$ de cellule et sur la distance de transition déflagration détonation $\boldsymbol{L_{TDD}}$ pour le mélange $C_3H_8 + 5\ (O_2 + \boldsymbol{\beta}\ N_2)$ avec de diverses dilutions $\boldsymbol{\beta}$. Les essais ont été effectués dans un tube de diamètre ***D.I***=145 mm en présence d'obstacles constitués de plaques percées de ***RB***=0,43. Ils ont montré que l'addition de NO_2 n'avait pas d'influence notable sur l'évolution de $\boldsymbol{\lambda}$ ou de $\boldsymbol{L_{TDD}}$ en fonction de la dilution. Ils expliquent ce phénomène par les hautes températures $\boldsymbol{T_{ZND}}$, pour lesquelles débutaient les réactions chimiques. Elles étaient telles que la sensibilisation, n'avait plus d'effet sur le temps d'induction. Enfin, ils ont montré que l'évolution de la longueur de transition $\boldsymbol{L_{TDD}}$ en fonction de la dilution ($\boldsymbol{\beta}$ =N_2/O_2) est de forme exponentielle, comme l'indique la **Figure I.8**. Nous voyons en particulier que, pour une dilution correspondant à un mélange stœchiométrique C_3H_8/Air ($\boldsymbol{\beta}$ =3,76), la longueur de la transition $\boldsymbol{L_{TDD}}$ atteint 3 m.

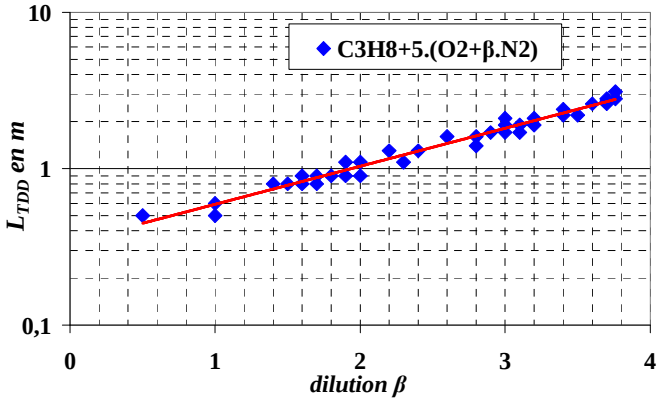


Figure I. 8: Distance de *TDD*, L_{TDD}, en fonction de la dilution $\boldsymbol{\beta}$ dans les mélanges $C_3H_8 + 5\ (O_2 + \boldsymbol{\beta}\ N_2)$, d'après Pinard et al. (2004)

Ciccarrelli et al. (2005) ont fait une étude sur la première étape de l'accélération de la flamme pour le mélange C_3H_8/Air dans un tube de ***D.I***=14 cm et de 3,05 m de long en présence de différents obstacles de ***RB*** variant de 0,43 à 0,75 et de pas de 0,5***D.I*** à 1,5***D.I***. Ils ont trouvé que le pas n'influence pas le processus de l'accélération de la flamme dans un premier temps pour la plus petite valeur ***RB***. En revanche, pour ***RB*** plus élevé, l'effet devient

observable sur la période de l'accélération de la flamme. La distance pour laquelle la flamme atteint la célérité du son dans les gaz frais est minimale lorsque le pas des obstacles est égal au diamètre du tube. De plus, un ***RB*** élevé, est un facteur prédominant sur le plissement du front de flamme. Leurs résultats semblent montrer qu'il existe une condition optimale correspondant au cas où la longueur de la zone de recirculation formée derrière des obstacles dans le milieu frais amont est égale au pas. Dès que cette longueur devient inférieure au pas, une partie de la flamme se propage à la paroi du tube et la surface de la flamme diminue. Dans le cas contraire, la variation de vitesse (expansion et contraction) de l'écoulement central est le mécanisme dominant de l'accélération de la flamme.

Li et al. (2006) ont étudié l'effet du diamètre du tube sur la distance de la transition en détonation $\boldsymbol{L_{TDD}}$ pour le mélange gazeux réactif C_3H_8/O_2 dans quatre tubes de différents diamètres interne ***D.I*** de 25,4 mm, 50,8 mm, 101,6 mm et 152,4 mm et de longueurs variables de 46 cm et 91 cm. Ils ont trouvé que la distance de ***TDD***, $\boldsymbol{L_{TDD}}$, était de forme exponentielle en fonction du diamètre ***D.I*** du tube pour le mélange stœchiométrique. Le coefficient exponentiel variait de 0,44 à 0,47. Lorsque la richesse augmentait de façon progressive, cette relation exponentielle entre $\boldsymbol{L_{TDD}}$ et ***D.I*** était de forme polynomiale. Néanmoins, la relation exponentielle était encore vérifiée pour le cas d'un mélange plus pauvre lorsque ***D.I*** était supérieur à 50,8 mm. Elle n'est pas applicable dans un tube de plus petit diamètre en raison des pertes thermiques plus élevées. De plus, ils ont utilisé le rapport entre les célérités de la flamme turbulente et laminaire en première approximation sur $\boldsymbol{L_{TDD}}$.

Medvedev et al. (2005) se sont intéressés au critère de l'initiation de la ***TDD*** dans les mélanges H_2/Air, H_2/CH_4-Air et H_2/C_3H_8-Air dans un tube à détonation de ***D.I***=141 mm et de longueur de 7,2 m en présence d'obstacles perforés de ***R.B***=0,6, de pas ***S***=141 mm et de longueur totale de 2 m. Ils ont choisi trois paramètres: 1) l'intensité de l'onde de choc précurseur; 2) la célérité du front de la flamme et 3) la distance entre le choc et la flamme, de manière à examiner les conditions critiques de l'initiation de la ***TDD***. Ils ont utilisé un paramètre $\boldsymbol{\eta}$ proposé par Thomas et al. (2002) pour décrire l'influence de la dimension des obstacles sur l'auto-inflammation derrière l'onde de choc ($\boldsymbol{\eta}=\boldsymbol{h}/(\boldsymbol{a_s}\ \boldsymbol{\tau_{ind}})$, ***h*** étant la hauteur de l'obstacle, $\boldsymbol{a_s}$ est la célérité du son derrière le choc incident et $\boldsymbol{\tau_{ind}}$ correspond au temps d'induction chimique) . Ils ont trouvé que pour le cas $\boldsymbol{\eta}>1$, l'initiation de la détonation était due à la réflexion du choc précurseur plus élevée, la flamme en tant que piston ne joue qu'un rôle auxiliaire. Quant aux cas de $0{,}03<\boldsymbol{\eta}<1$, le phénomène de l'initiation de la ***TDD*** était la conséquence de l'interaction entre l'onde de choc et la flamme.

De même, Medvedev et al. (2009) ont réalisé une étude expérimentale dans les mélanges décrits ci-dessus sur la ***TDD*** dans un tube de ***D.I***=54 mm et de longueur de 2 m muni d'obstacles perforés de ***RB***=0,61 et de pas ***S*** égal au diamètre du tube aux **CNPT**. La richesse pour les mélanges étudiés variait de 0,5 à 3,5. Ils ont comparé les résultats obtenus dans le tube de ***D.I***=54 mm à ceux mesurés dans le tube de ***D.I***=141 mm. Cette comparaison

montre que l'obtention de la détonation dépend de la concentration de ces deux combustibles, d'une part, et du diamètre du tube, d'autre part.

La simulation numérique de la ***TDD*** en présence d'obstacles est très récente. A l'aide d'un modèle 2**D** Navier-Stokes et d'une loi globale de cinétique chimique de type Arrhenius, Gamezo et al. (2007, 2008) ont mené une étude numérique sur l'accélération de la flamme et sur la ***TDD*** dans le mélange H_2/Air aux **CNPT**. Cette simulation numérique bidimensionnelle considère un tube de 2 cm de hauteur et de 128 cm de longueur comportant une série d'obstacles placés le long de la paroi. Le rapport de blocage des obstacles est de 0,5 et le pas entre deux plaques adjacentes varie de 1 à 8 cm. Ils ont identifié deux effets principaux liés au pas des obstacles. Le premier est lié au nombre d'obstacles par unité de longueur : plus ce nombre est élevé, plus les perturbations résultants de leur présence vont augmenter. En conséquence, la surface de la flamme donc la vitesse de la flamme va augmenter plus vite. Le deuxième effet est lié à la distance entre deux obstacles successifs : cette distance doit être suffisante pour permettre la formation d'une onde de Mach. La ***TDD*** est obtenue plus facilement lorsqu'une onde de Mach apparaît entre deux obstacles. Leurs résultats montrent que dans le processus d'accélération de flamme et de ***TDD***, trois régimes de propagation vont résulter de ces deux effets. Pour un pas grand, la détonation est initiée lorsque l'onde de Mach interagit avec l'obstacle (cf **Figure I.9**). L'onde de Mach est obtenue par la réflexion sur les parois du tube du choc diffracté à travers l'obstacle. Pour des valeurs de pas intermédiaires, l'onde de Mach n'est pas formée et le choc précurseur n'est pas suffisamment fort pour initier une détonation. Des détonations locales « isolées » peuvent apparaître dans les zones de recirculation entre les obstacles, mais elles ne se propagent pas à l'ensemble de la section droite du tube. Pour des valeurs de pas petites, l'onde de Mach ne se forme pas, en revanche, le choc précurseur est suffisamment fort pour qu'une collision directe avec le haut d'un obstacle initie une détonation. Comme dans le cas précédent, des détonations isolées sont observées. Elles jouent un rôle important dans l'accélération du système choc-flamme dans le stade final. Enfin, l'expansion des produits de combustion, l'interaction flamme-choc et flamme-vortex, et les instabilités de flamme de type Rayleigh-Taylor, Richtmyer-Meshkov ainsi que Kelvin-Helmholtz sont les mécanismes de base observés dans leurs résultats numériques.

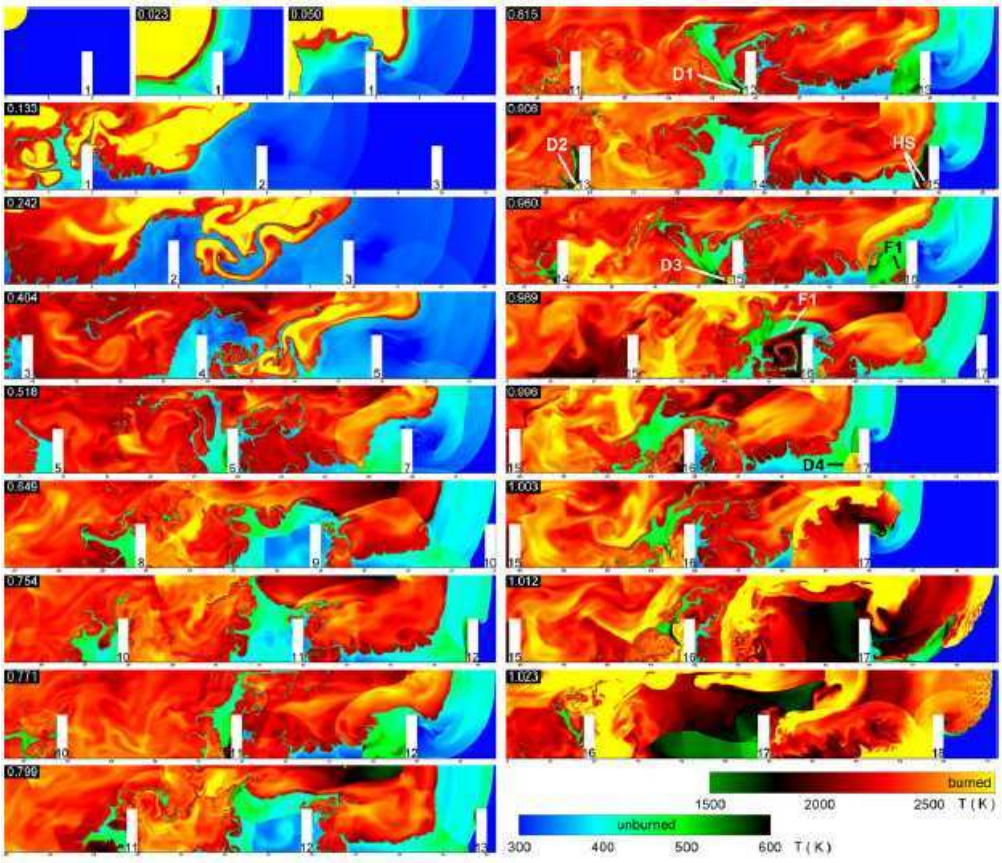


Figure I. 9: Processus d'accélération de flamme et de *TDD* dans le mélange H_2/Air stœchiométrique aux CNPT dans un tube en présence d'obstacles de *RB* de 0,5 et de pas de 4 cm: HS étant les points chauds, F1 étant la nouvelle flamme, D1 à D4 représentant la détonation d'après Gamezo et al. (2008)

Concernant les caractéristiques de flamme de mélanges binaires, Law et al. (2004) ont indiqué que l'ajout de peu de combustible moins sensible que H_2/Air atténuait la sensibilité de ce dernier. Les résultats obtenus par eux ont confirmé que l'introduction des hydrocarbures tels que méthane, propane et acétylène au mélange H_2/Air diminuait de façon importante la célérité de la flamme laminaire. En particulier, la présence du propane atténue les instabilités hydrodynamiques et thermo-diffusives du front de flamme pour le mélange H_2/Air et augmente la structuration de la flamme.

Tang et al. (2008) ont étudié les caractéristiques de la flamme laminaire pour les mélanges H_2/C_3H_8-Air dans une chambre de combustion de diamètre de 180 mm et de longueur de 210 mm aux **CNPT**. La vitesse et l'épaisseur de la zone de réaction, les nombres de Markstein $\boldsymbol{M_a}$, de Zel'dovich et de Lewis ont été obtenus pour des richesses variant de 0,6 à 1,6 et pour des teneurs en hydrogène x dans les combustibles variant de 0 à 1,0. Leurs résultats montrent que la vitesse fondamentale de la flamme et la vitesse de la flamme laminaire (cf **Figure I.10**) augmentent de façon progressive avec la fraction molaire x de l'hydrogène. Les valeurs maximum sont atteintes pour des mélanges légèrement riches. Lorsque x<60%, les caractéristiques de la flamme pour les mélanges binaires étudiés sont contrôlées par celles du mélange C_3H_8/Air. Dans le cas de x>60%, au contraire, les caractéristiques de la flamme sont gouvernées par celles du mélange H_2-Air.

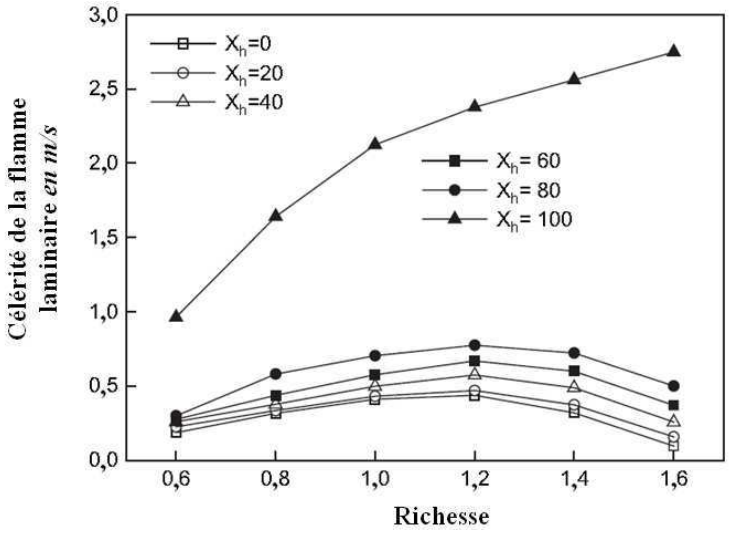


Figure I. 10: Evolution de la célérité de la flamme laminaire en fonction de la richesse dans les mélanges binaires H_2/C_3H_8 /Air aux CNPT d'après Tang et al. (2008)

Valiev et al. (2010) ont récemment fait une étude numérique sur l'accélération de la flamme dans les tubes en présence d'obstacles. Dans leur modèle, le processus de l'accélération de la flamme dans les tubes obstrués n'est pas attribué à l'influence des parois du tube et à la turbulence provoquée par les obstacles comme l'a proposé Schelkin. A partir des expériences, ils ont mis en évidence que l'accélération de la flamme la plus importante se passait essentiellement dans la zone libre du tube et n'était pas turbulente. La flamme est accélérée par l'effet de jets de gaz chauds résultant de la combustion retardée des poches de gaz frais crées entre les obstacles. Dans ce cas la turbulence joue un rôle secondaire (cf **Figure I.11**).

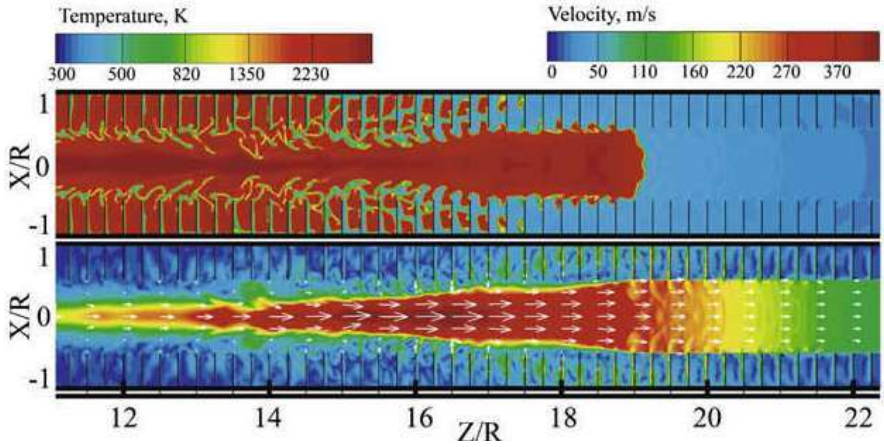


Figure I. 11: Etat de la température et de la vitesse dans l'écoulement du mélange gazeux généré par l'accélération de la flamme: M_a=0,001, $\Delta z/R$=1/4, α=1/2. M_a étant le nombre de mach, Δz étant le pas entre deux obstacles adjacents, R représentant le diamètre du tube, α étant le rapport de blocage d'après Valiev et al. (2010)

I.5 Visualisation d'*AF* et *TDD* - travaux antérieurs

Dans cette partie, nous présentons des résultats antérieurs sur les mécanismes d'accélération de la flamme et de la ***TDD*** dans les mélanges gazeux obtenus à partir d'enregistrements cinématographiques à l'aide de différentes techniques de visualisation.

A l'aide de visualisation stroboscopique, Urtiew et Oppenheim (1966) ont mené une étude sur les mécanismes de la formation de la détonation dans un tube rectangulaire de 1×1,5 $inch^2$ pour les mélanges équimolaires H_2-O_2 à la pression initiale de 82,7 mm Hg. Leur enregistrement montre l'évolution du système choc-flamme lors de la ***TDD***. En particulier, 2 scénarii ont été observés. Dans un cas, une explosion locale se produit dans la couche limite, près de la paroi, au voisinage de la flamme. Cette dernière est alors très plissée et turbulente. Le mélange turbulent des gaz frais et brûlés crée localement un ou plusieurs points chauds dans les gaz frais et fait apparaître au voisinage du front de flamme des conditions favorables à l'auto-inflammation du mélange préalablement choqué. Ainsi, la détonation créée se propage dans les gaz frais pré comprimé par le choc de tête avant de s'établir dans le tube. Dans l'autre cas, l'explosion, résultant de l'interaction entre un choc et le choc de tête, se produit sur toute la section du tube. La détonation initiée se propage alors dans les gaz frais non choqués dans un sens et dans le milieu frais choqués dans l'autre sens.

Teodorczyk et al. (1988) ont mené une étude sur le mécanisme de propagation de la quasi détonation par visualisation par strioscopie. Les essais concernent les mélanges stœchiométriques H_2-, C_2H_4- et C_3H_8-O_2 à la pression initiale de 10 torr à 160 torr dans un tube rectangulaire de section droite de 61,8 mm×61,8 mm et de longueur de 1,5 m avec des obstacles de ***RB***=0,41. Ils ont observé, que dans le régime de quasi-détonation, les mécanismes de ré initiation sont la conséquence de la formation d'onde de Mach par la réflexion de choc sur les parois du tube. Le pas d'obstacles représente alors la longueur effective de la zone de réaction de la quasi détonation. Dans les conditions critiques de transition du régime de blocage thermique au régime de quasi détonation, cette longueur est environ deux fois la taille d'une cellule élémentaire du front de détonation. Les observations réalisées sur les mécanismes de propagation du régime de blocage thermique ne montrent pas d'auto-inflammation consécutive à la formation d'onde de Mach. En revanche, l'ajout d'une grille sur les parois pour atténuer les chocs réfléchis, ne permet pas la transition à la quasi détonation. Cela indique qu'à ce stade, la réflexion de choc joue un rôle important dans la formation de la détonation. Par rapport à l'interaction entre le choc et l'obstacle le long du tube, le choc précurseur et la réflexion du choc ont un rôle moins important lors de la propagation de la déflagration au régime du blocage thermique.

Chan et al. (1988) ont étudié le processus de la propagation de la flamme pour le mélange stœchiométrique H_2-O_2 dans un tube de section droite de 90 mm×90 mm et de longueur de 6 m en présence d'obstacles de type marche de ***RB***=0,46. Ces obstacles ont été

placés sur toute la longueur du tube. Les essais ont été effectués à la pression initiale inferieure à 150 Torr. Après l'inflammation du mélange à l'aide d'une bougie de préchauffage, la flamme s'accélère. Deux régimes de propagation ont été observés: la déflagration rapide avec une célérité stable ou la quasi détonation se propageant à une célérité inférieure à $\boldsymbol{D_{CJ}}$. A l'aide d'observations strioscopiques, de traces de suie et de capteurs de pression placés le long du tube, ils ont déterminé la structure de ces deux ondes de combustion. Leurs résultats confirment le rôle très important joué par les obstacles dans ces deux régimes. Pour la déflagration rapide, la zone de réaction est perturbée périodiquement par des ondes transverses générées par les obstacles. L'interaction choc-flamme conduit au maintient d'un taux de réaction élevé. La combustion turbulente est le mécanisme principal contrôlant ce régime de propagation. Pour la quasi détonation, la présence d'obstacle entraine un déficit de célérité par rapport à l'état ***CJ***. C'est essentiellement le préchauffage des gaz frais devant la flamme par le choc qui contrôle la transition déflagration détonation.

Puis, Chan (1995) a effectué une étude sur l'interaction entre le choc précurseur et des obstacles placés dans un tube de section droite 90 mm×90 mm et de longueur de 4 m. Les obstacles considérés sont des marches ou de la combinaison de marche-cale de 1,5 m de long. Le mélange stœchiométrique considéré, H_2-O_2, est initié par un choc généré par un booster contenant de l'hélium sous haute pression. Tous les essais ont été effectués à la pression initiale de 7,9 kPa. Les visualisations strioscopiques obtenues par stroboscopie montrent que la focalisation de choc par l'obstacle, choc diffracté-choc réfléchi, peut créer des points chauds locaux produisant une auto inflammation violente pouvant conduire à la détonation. Ils concluent, que d'après leurs résultats, dans le cas de flammes fortement accélérées, le préchauffage des gaz frais consécutif à la focalisation de choc, résultant de l'interaction du choc précurseur avec les obstacles, peut donner lieu à la ***TDD***.

Obara et al. (1996) ont réalisé une étude sur le processus de la ***TDD*** dans un tube de section rectangulaire de 25 mm×30 mm et de longueur de 3 m en présence d'obstacles de type marche d'épaisseur variant de 5 mm à 15 mm, de pas de 10 mm à 30 mm et de longueur 500 mm. Le mélange H_2-O_2 dilué par l'azote a été considéré à la pression initiale de 0,5 bar et à la température ambiante. Ils ont observé, par strioscopie, plusieurs ondes de choc générées par l'expansion de produit de combustion. Au fur et à mesure de l'accélération de la flamme, la distance séparant le choc précurseur du front de la flamme devient de plus en plus courte. Enfin, une explosion locale produisant une détonation forte se propageant à une vitesse de 3000 m/s a été obtenue.

Eder et al. (1999) ont mené une étude sur la déflagration rapide (ou du blocage thermique), de la ***TDD*** et de la détonation pour le mélange pauvre H_2/Air dans un tube cylindrique de ***D.I***=66 mm et de longueur de 6 m en présence d'obstacles percés de ***RB*** de 0,3 à 0,9, de pas de 35 mm à 185 mm et de longueur de 1 à 3 m. Les mélanges considérés ont été préchauffés jusqu'à 200°C. A l'aide de techniques optiques telles que l'ombroscopie et la

fluorescence induite par laser (**PLIF**), ils ont obtenu des informations (cf **Figures I. 12** à **14**) sur la structure de l'écoulement et les zones de réaction derrière le choc. En particulier, on distingue une flamme fortement plissée car elle se propage dans un milieu pré conditionné par le choc de tête. Elle est constituée de zones distinctes de réaction. La flamme et le choc se propage à une même célérité supersonique. En revanche, pour la détonation, le front réactif est parallèle et proche du choc. De même, il est possible de transiter de la déflagration en détonation pour le mélange pauvre dans les cas de $d \leq \lambda \leq \pi d$. Néanmoins, la pression du pic enregistrée par les capteurs de pression est deux fois plus élevée que celle de la détonation autonome.

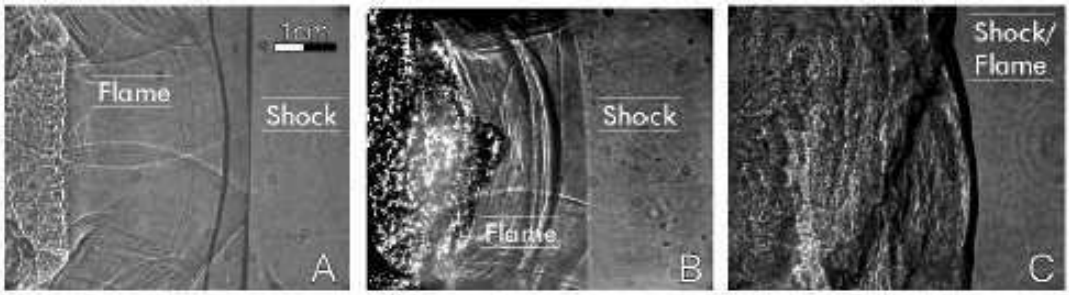


Figure I. 12: Exemple d'accélération de flamme et de transition en détonation (*TDD*) pour le mélange pauvre: (*A*) Déflagration, (*B*) *TDD* et (*C*) Détonation d'après Eder et al. (1999)

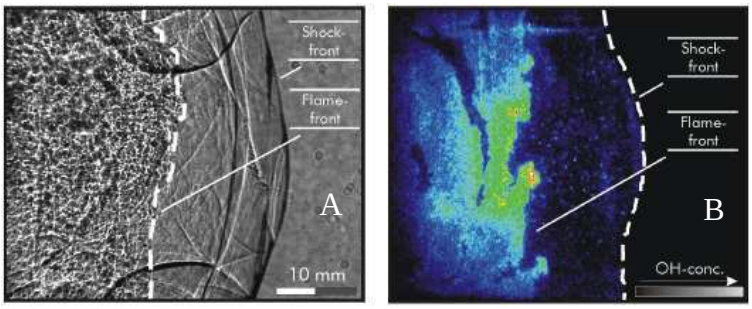


Figure I. 13: Structure du système choc-flamme obtenue par ((A) ombroscopie, et (B) PLIF) dans le mélange 17,2%H_2+Air d'après Eder et al. (1999)

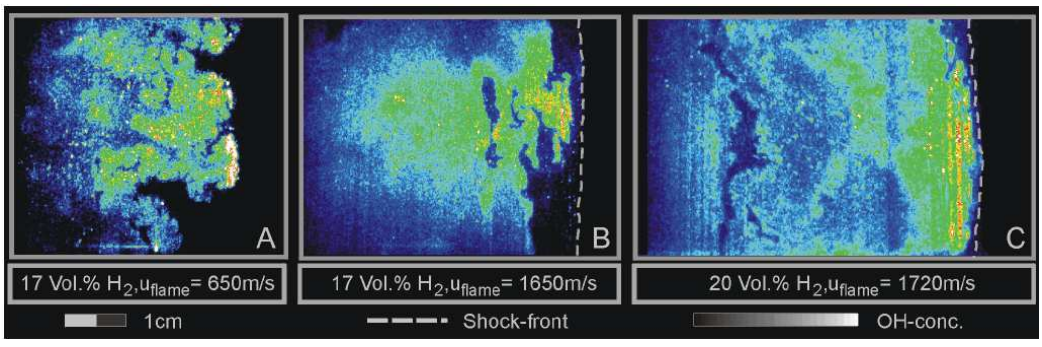


Figure I. 14: Distribution de [OH] dans (*A*) la déflagration dans le mélange 17%H_2+Air, (*B*) la limite de détonation (λ>*d*) dans le mélange 17%H_2+Air et (*C*) la détonation (λ<*d*) dans le mélange 20%H_2+Air d'après Eder et al. (1999)

Brown et al. (2000) ont réalisé une étude expérimentale sur l'auto inflammation des mélanges par l'interaction d'un choc plan avec une plaque en aluminium de 38 mm×38

mm×25 mm. Les essais ont été effectués à la pression initiale de 0,053 à 0,197 bar. Un tube à choc constitué de trois tubes de différents dimensions géométriques a été utilisé: un tube amorce cylindrique de ***D.I***=76 mm et de longueur de 3 m, un tube de section rectangulaire de 76 mm× 38 mm et de longueur de 3,17 m, et un tube de section rectangulaire de 76 mm× 38 mm et de 0,82 m de long avec un champ de visualisation. Pour le tube amorce, l'hélium était choisi sous une pression de 20 bars. L'air, l'argon et trois mélanges réactifs, C_3H_8/Air, C_3H_8/O_2/Ar et C_2H_4/O_2/Ar, ont été examinés. A l'aide de capteurs de pression, de visualisation strioscopique et des traces sur suie, ils ont confirmé que la focalisation de choc, choc diffracté et choc réfléchi, favorise auto inflammation des mélanges et la transition en détonation. La comparaison des résultats obtenus dans un inerte à ceux relatifs à un mélange réactif a permis de distinguer les effets purement hydrodynamiques des processus chimiques.

A l'aide d'enregistrements strioscopiques, Johnansen et al. (2009) ont mené une étude relative à l'influence du rapport de blocage (***RB***) sur le premier stade de l'accélération de la flamme pour le mélange CH_4/Air à la pression de 0,5 bar et à la température ambiante. Les essais ont été effectués dans un tube de section droite de 76 mm×76 mm et de longueur de 2,44 m. Trois obstacles de différents ***RB*** (0,33, 0,5 et 0,67) ont été mis en œuvre dans l'objectif d'accélérer la flamme au cours des expériences. Plusieurs capteurs de pression ont été utilisés pour enregistrer les variations de pression le long du tube. Ainsi, à partir d'enregistrements strioscopiques, ils ont mesuré image par image la célérité moyenne de propagation de la flamme pour ces trois cas. De l'hélium a été injecté en très faible quantité dans les gaz frais, afin de visualiser la structure de l'écoulement dans les gaz frais derrière chacun des obstacles, comme par exemple, la zone de recirculation, la couche limite et les vortex derrière les obstacles. Les résultats montrent que la forme générale de la surface de la flamme semble quasiment similaire pour ces trois cas, mais le taux du plissement de la surface de la flamme et l'évolution de la flamme dans la partie centrale du tube dépend de façon importante du rapport de blocage. Le fait que plus ***RB*** est élevé, plus la surface de la flamme est plissée, conduit à l'augmentation de la turbulence derrière l'obstacle et à l'accroissement de la combustion volumétrique. La zone de recirculation établie entre deux obstacles adjacents contrôle l'évolution de combustion dans le tube en présence d'obstacles. L'oscillation de la célérité de la flamme mesurée résulte de la contraction (donc de l'accélération) et de l'expansion (donc de la décélération) de l'écoulement dans le milieu frais amont lorsqu'il passe à travers les obstacles (cf. **Figure I.15**).

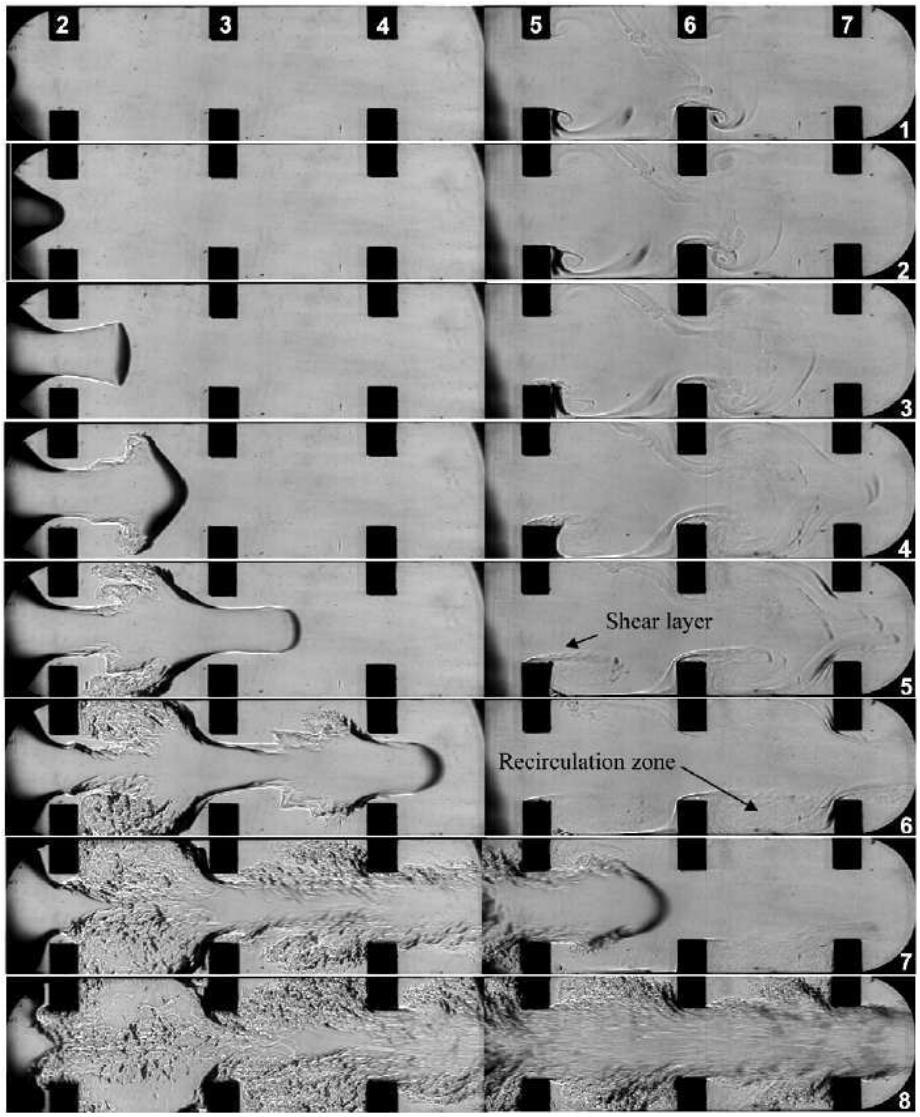


Figure I. 15: Evolution de la surface de flamme et de l'écoulement au cours de propagation de flamme dans un tube de section droite en présence d'obstacles de *RB* de 0,5 dans le mélange gazeux réactif CH_4/Air stœchiométrique à 0,5 bar d'après Johnansen et al. (2009)

Ciccarelli et al. (2010) ont mené une étude relative à l'effet du rapport de blocage (***RB***) sur le taux d'accélération de la flamme et sur la vitesse, quasi stable de la flamme atteinte dans le 2ème stade de l'accélération de la flamme (cf. **Figure I.16**). Ils ont utilisé les mêmes montages expérimentaux et les mêmes techniques de mesure que l'étude précédente. Leurs résultats montrent que l'interaction entre la flamme et les chocs résultants de la réflexion du choc précurseur sur les parois du tube (haut et bas) et sur la surface des obstacles, gouverne l'accélération de la flamme dans ce stade. De même, l'interaction choc-flamme, et la contraction de l'écoulement dans le gaz frais amont conduisent à l'oscillation de la vitesse de la flamme avec des amplitudes plus importantes que celles observée lors du 1er stade. L'interaction choc-flamme limite également la vitesse. La flamme se propage à une vitesse quasi stable. Pour un ***RB*** bas, elle correspond à la célérité du son dans les produits de combustion. La combustion turbulente retardée se maintient dans quelques obstacles à l'aval du front de la flamme. Pour ***RB*** élevé, la célérité est plus basse. La consommation des gaz

frais entre les deux obstacles adjacents perdure sur un plus grand nombre d'obstacles que ceux observés dans le cas dernier.

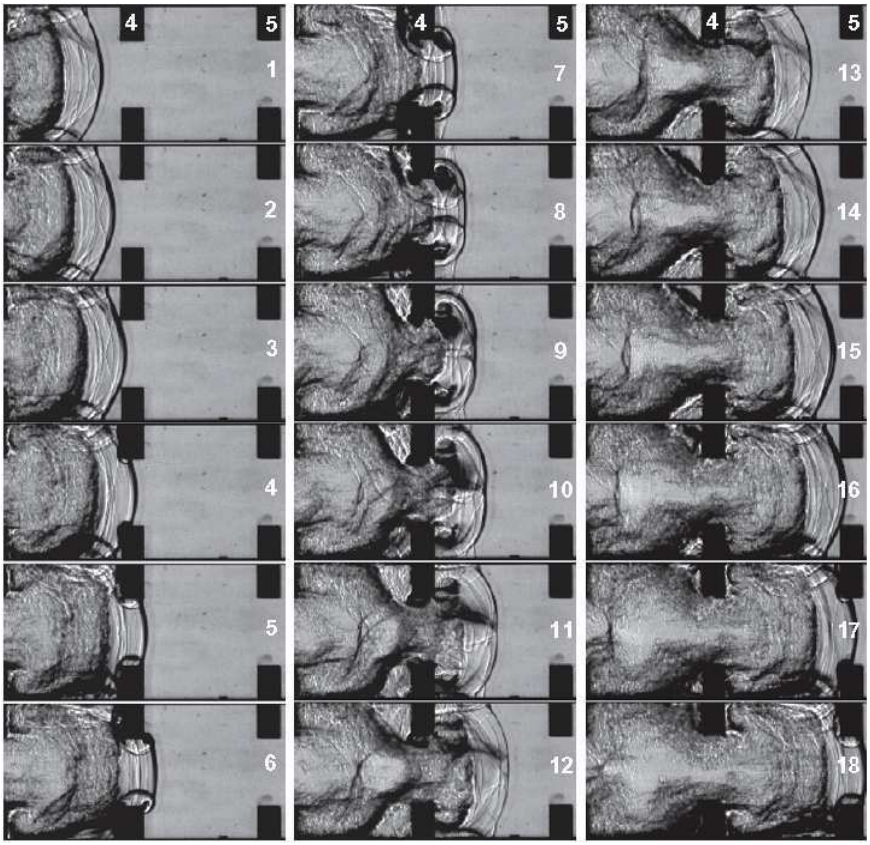


Figure I. 16: Evolution de la flamme et du choc cours de propagation de flamme dans un tube de droite section en présence d'obstacles de *RB* de 0,5 dans le mélange gazeux réactif CH_4/Air stœchiométrique à 0,47 bar d'après Ciccarelli et al. (2010)

I.6 Résumé

De cette étude bibliographique il ressort les points importants suivants :

- Les travaux sur la détermination des paramètres caractérisant la détonabilité des mélanges binaires sont très peu nombreux.

- Les mécanismes d'accélération de flamme lors de la ***TDD*** sont très complexes en particulier en présence d'obstacles. Ils restent encore mal compris. Les résultats publiés sont spécifiques aux conditions explorées. Il est encore difficile de distinguer, la part de chaque mécanisme dans le processus ***TDD***.

- La simulation numérique de ces mécanismes est récente. Toutefois, la complexité des phénomènes peut amener à faire des hypothèses qui éloignent de la réalité.

En conclusion, Il est important d'apporter des données expérimentales dans différentes conditions de mélange et de confinement pour aider à la compréhension du phénomène de

transition déflagration détonation et à le modéliser. D’un point de vue sécurité, ces données sont également nécessaires pour le dimensionnement des installations industrielles.

CHAPITRE II

Appareillages et techniques expérimentaux

Dans cette étude, nous avons d'abord analysé la zone de pré-détonation à partir des enregistrements de pression obtenus le long de tubes cylindriques munis d'obstacles. Cette méthode permet de mettre en évidence les différents régimes de propagation de la flamme lors de la ***TDD*** et de déterminer des grandeurs observables telles que la longueur de ***TDD***. Nous avons ensuite complété cette analyse par des visualisations par ombroscopie à l'aide de caméras ultra-rapides afin d'identifier les mécanismes d'accélération de flamme conduisant à ces régimes. Cette étude a donc été développée en deux étapes :

- dans une première étape, nous avons mesuré la longueur de ***TDD***, la taille de la cellule, la célérité et la pression de l'onde de détonation autonome établie par ***TDD*** dans un confinement cylindrique avec des obstacles.

- dans une deuxième étape, nous avons couplé aux enregistrements des visualisations par ombroscopie pour suivre le développement et l'accélération de la flamme lors du processus de ***TDD***. Le confinement adopté dans ce cas est un tube de section droite carrée avec des obstacles.

Dans ce chapitre, nous présentons les dispositifs et procédures expérimentaux mis en œuvre pour mener ces deux étapes.

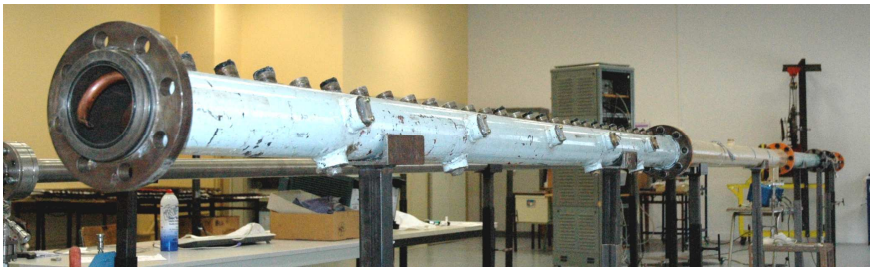
II.1 Dispositifs expérimentaux

Il convient de distinguer deux dispositifs. Le premier pour mesurer la longueur de ***TDD***, la taille de la cellule, la célérité et la pression de l'onde de détonation. Il comprend (cf **Figure II.1**) :

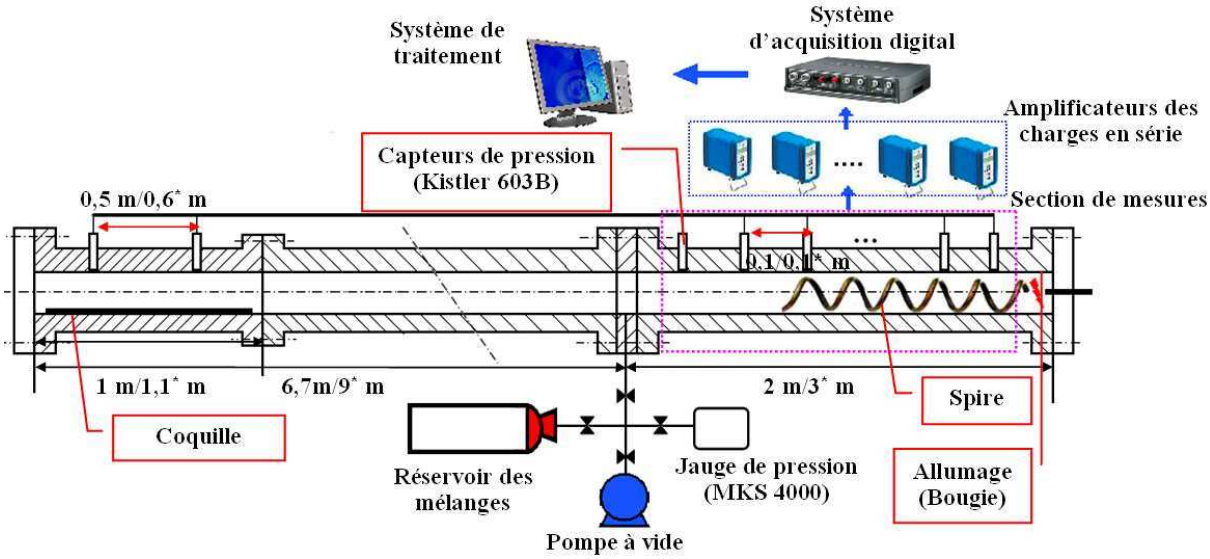
- 2 tubes cylindriques munis d'obstacles, et équipés de capteurs de pression et de plaques de suie pour la mesure de la taille de cellule.

- un système d'allumage, un système de remplissage et de vidange avec contrôle de la pression initiale, un système d'acquisition. Ces systèmes sont communs aux deux dispositifs.

(*a*) Photographie du tube cylindrique de *D.I*=52 mm



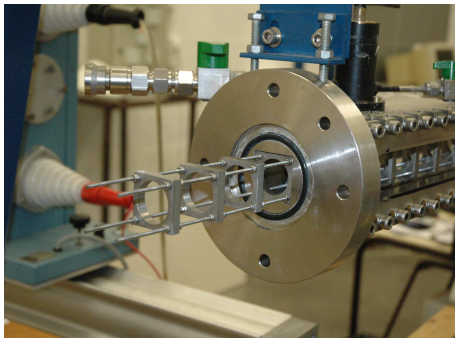
(*b*) Photographie du tube cylindrique de *D.I*=92 mm



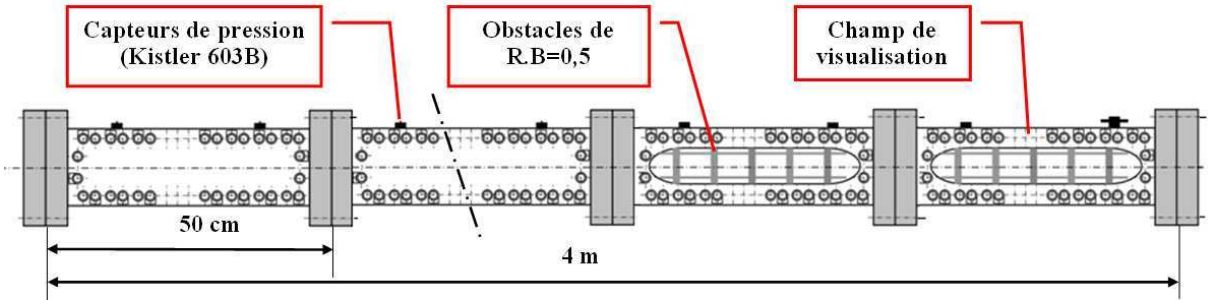
(*c*) Schéma du montage expérimental avec tube cylindrique

Figure II. 1: Dispositifs expérimentaux avec des tubes cylindriques de *D.I*=52 et 92 mm

(*a*) Photographie du tube de section droite carrée



(*b*) Photographie du début du tube de côté allumage



(*c*) Schéma du tube de section droite

Figure II. 2: Caractéristiques du tube de section droite

Le deuxième dispositif dédié à la visualisation par ombroscopie comprend (cf **Figure II.2**):

- un tube de section droite carrée muni d'obstacles, et équipé de hublots pour la visualisation et de capteurs de pression.
- une chaine de visualisation par ombroscopie.

II.1.1 Caractéristiques des tubes

Dans le premier dispositif, nous avons utilisé deux tubes cylindriques fermés aux deux extrémités : un de diamètre intérieur ***D.I***=52 mm (cf **Figure II.2(*a*)**) et de longueur de 8,7 m, et un de ***D.I***=92 mm (cf **Figure II.2(*b*)**) et de longueur 12 m.

Pour le tube de ***D.I***=52 mm, la section de mesure est de 2 m de long et comporte 19 emplacements pour les capteurs de pression. Pour le tube de ***D.I***=92 mm, la section de mesure est de 3 m de long et comporte 29 emplacements pour les capteurs de pression. Selon la sensibilité des mélanges étudiés, nous pouvons ainsi faire varier la position des capteurs.

Dans les deux cas, les emplacements des capteurs sont espacés de 100 mm. Deux capteurs sont systématiquement installés en fin de tube pour contrôler le régime de propagation de la détonation lorsqu'elle est obtenue. Les cotes, avec étoiles, indiquées sur la **Figure II.1** sont relatives au tube de plus grand diamètre.

Dans le second dispositif, nous avons utilisé un tube de section droite carrée de coté 40 mm, de longueur 4 m et fermé aux deux extrémités (cf. **Figure II.2**). Il est composé de 8 tronçons de 50 cm de longueur et comportant 2 emplacements pour capteurs de pression. Les deux premiers sont équipés de hublots rectangulaires 375×40 mm permettant des visualisations sur toute la hauteur de la section depuis l'inflammation. Le champ de visualisation total est de 110 cm. Un tronçon muni de hublots de 25 cm de longueur est rajouté côté allumage pour assurer une continuité dans le champ de visualisation.

II.1.2 Caractéristiques des obstacles

Dans l'ensemble de l'étude, nous avons utilisé des obstacles périodiques avec un rapport de blocage (***RB***) de 0,5. Ces obstacles sont placés à l'extrémité des tubes côté allumage.

Pour la première partie, nous avons choisi des obstacles du type spirale de Schelkin avec ***RB***=0,5 et un pas ***S***=***D.I***, ***D.I*** étant le diamètre intérieur du tube (cf **Figure II.3**). Le but étant la détermination de la détonabilité des mélanges binaires, nous avons donc retenu les conditions optimales d'obstacles pour former une détonation par ***TDD***. Nous avons fait varier la longueur, de 0,2 à 4,3 m, et la nature de la spirale, cuivre ou acier. Les caractéristiques des obstacles utilisés dans les tubes cylindriques sont résumées dans le **Tableau II.1**.

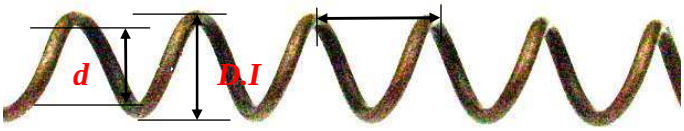


Figure II. 3: Obstacles continus périodiques: Spirale de Schelkin avec *RB*=0,5 et *S*=*D.I*

D mm	***d*** mm	***S*** mm	L_{spire} m	**Nature**	**Etat de spirales**	***R.B***
52	36	52	0,2/0,5/1,5/2,1	Cuivre	Creux	0,52
52	36	52	3	Acier	Plein	0,52
92	64	92	3	Cuivre	Creux	0,51
92	64	92	3	Acier	Plein	0,51

Tableau II. 1: Caractéristiques géométriques des spirales de Schelkin dans les tubes cylindriques

Dans la deuxième partie, pour déterminer l'effet des obstacles sur les mécanismes d'accélérations de flamme, nous avons choisi des obstacles de géométries différentes : des plaques planes avec orifices (cf **Figure II. 4**), des marches (cf **Figure II. 5**) et une spirale de Schelkin. Les caractéristiques de ces obstacles sont résumées dans le **Tableau II.2**.

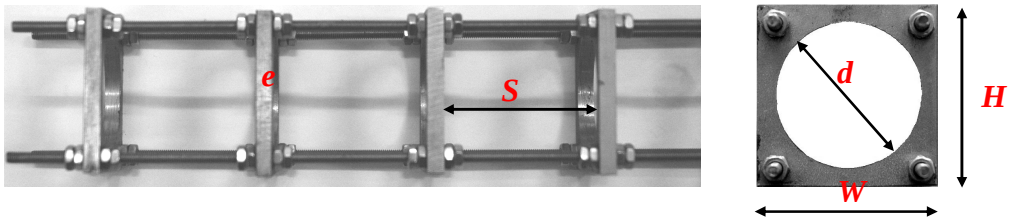


Figure II. 4 : Obstacles discontinus périodiques : Plaques planes avec orifice, *RB*=0,5 et *S*=40 mm

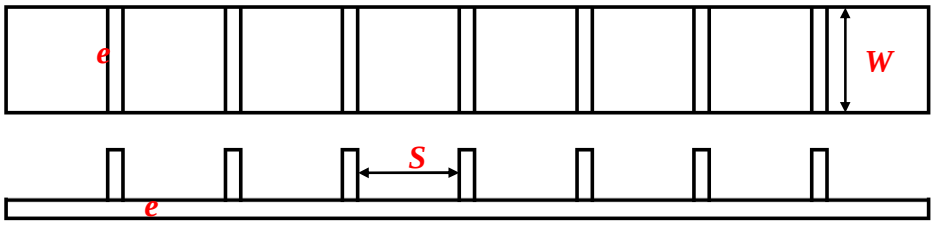


Figure II. 5: Obstacles discontinus périodiques : marche, *RB*=0,5 et *S*=40 mm

Géométrie des obstacles	*W=H* mm	*d* mm	*D mm*	*S* mm	*L* m	Nature	*e* mm	*R.B*
Plaque avec orifice	40	31	/	40	1,7	Inox	4	0,53
Plaque avec orifice	40	31	/	20/40	1/1,7	Inox	8	0,53
Marche	40	***H***=17	/	40	1,4	Inox	6	0,5
Spirale	/	24	40	40	2,0	Cuivre	creux	0,5

Tableau II. 2: Caractéristiques géométriques des obstacles périodiques dans le tube carré

II.1.3 Dispositifs de préparation et de remplissage de mélanges - allumage

Le mélange est préparé dans un réservoir annexe, à température ambiante, par la méthode des pressions partielles à une pression totale de 4 bars.

Sur chacun des tubes utilisés est montée une croix comportant 3 vannes: la première connectée à une jauge de pression **MKS PR 4000** pour contrôler le vide et la pression initiale ; la deuxième reliée au réservoir de mélange au moment du remplissage, et la troisième à une pompe à vide pour la vidange.

L'allumage est réalisé à l'aide d'une bougie couplée à un générateur d'étincelles classique d'automobile. L'énergie déposée est de l'ordre de 15 *mJ* avec un temps de dépôt de 1 *ms*.

II.2 Métrologie

II.2.1 Mesure de pression

Au cours de nos expériences, nous avons utilisé :

- neuf capteurs de pression distants de 10 cm sur la base de mesure des deux tubes cylindriques. Deux autres capteurs espacés de 50 cm (respectivement 60cm) sont placés au fond du tube de 52 mm (respectivement 92 mm) de diamètre afin de vérifier la stationnarité et l'autonomie de la détonation.

- dix capteurs de pression distants de 25 cm sur le tube de section droite carrée dont 8 répartis à partir de l'allumage et 2 placés sur le dernier tronçon.

Nous avons mis en œuvre des capteurs de pression piézoélectriques de type **KISTLER 603B** avec des temps de réponse de l'ordre de 1 µs, compatible avec la mesure du phénomène d'accélération de flamme, de ***TDD*** et de détonation. Les capteurs sont montés sur des supports en téflon afin de minimiser les effets de vibrations. Ils sont protégés par une couche fine de silicone pour éviter les problèmes de dérive des signaux consécutifs aux effets thermiques. Les supports de capteurs sont montés de manière à avoir leur surface sensible tangente à la paroi interne du tube pour perturber le moins possible la propagation de l'onde de combustion, de choc ou de détonation.

Les capteurs de pression sont reliés aux amplificateurs de charge. Les signaux de pression obtenus au cours d'un essai sont d'abord enregistrés sur un système d'acquisition (**Graphtec Hard Disk Logger GL1100**), puis envoyés sur un ordinateur pour être traités.

II.2.2 Mesure de taille de cellule

Afin de mettre en évidence la présence de la structure tridimensionnelle périodique liée à l'existence du régime de détonation, nous avons utilisé la méthode des traces sur suie. Pour cela, nous avons mis en place, au fond du tube, une coquille en inox polie de 1 mm d'épaisseur et de longueur, 1000 mm ou 500 mm, suffisante pour obtenir des informations sur l'évolution de la taille de cellule.

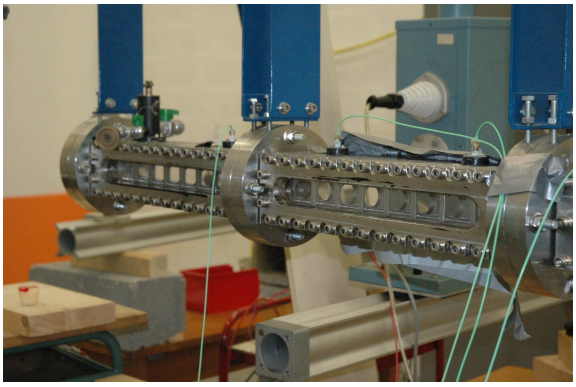
Pour avoir une taille représentative de la structure, nous prenons la moyenne des mesures réalisées dans une large zone sur les coquilles. Dans cette zone la structure du front est en moyenne stabilisée (cf **Figure. II.6)**. Pour vérifier la reproductibilité de la taille de cellule de détonation, au moins trois essais sont effectués pour chaque mélange.

Figure II. 6 : Exemple de traces sur suie - Φ=1,1; x=0,95; Pi=1 bar- Tube de section droite carré

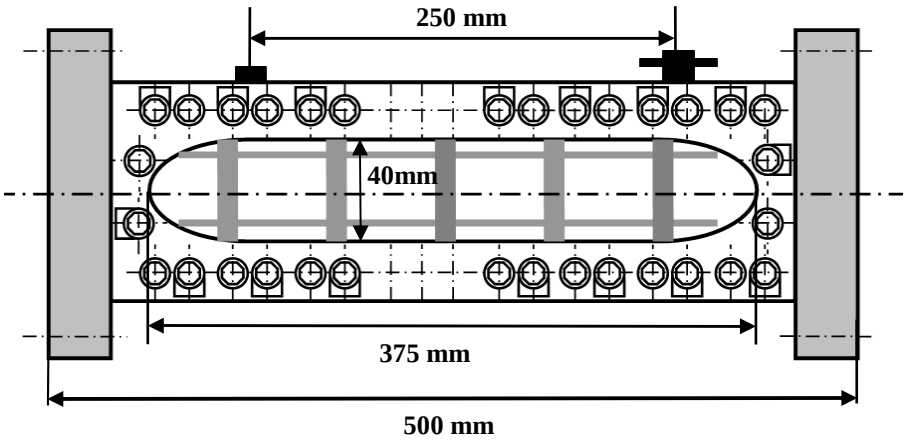
II.2.3 Visualisation de l'accélération de flamme par ombroscopie

Les deux tronçons munis de hublots pour la visualisation sont donnés sur la **Figure II.7(*a*)** avec un schéma précisant les dimensions sur la **Figure II.7(*b*)**. Les hublots sont de 375 mm de long, de 25 mm d'épaisseur et de 47 mm de hauteur.

Nous avons choisi la visualisation par strioscopie ou ombroscopie. Ce sont des méthodes optiques permettant de mettre en évidence des zones de forts gradients d'indice résultants de forts gradients de température et/ou de pression locaux. Dans le cas présent, l'accélération de la flamme et la ***TDD*** sont des phénomènes qui conduisent à des variations importantes, voire brutales, de densité, de pression et de température à travers le front de flamme, le choc ainsi que dans l'écoulement de chasse.



(*a*) Vue latérale



(*b*) Schéma d'une chambre de visualisation

Figure II. 7: Photographie et représentation schématique des tronçons de visualisation

Le montage optique mis en œuvre est schématisé sur la **Figure II.8**. La source lumineuse est une lampe à vapeur de mercure (**HC500W2O**) de puissance de 500 watt. Pour obtenir une source quasi ponctuelle d'intensité maximale, le faisceau de lumière issu de la lampe est focalisé en un point situé au centre d'un diaphragme par une lentille convergente. Ce point de focalisation est placé au foyer d'un miroir sphérique $\mathbf{M_1}$ de 15 cm de diamètre et de 1,5 m de distance focale. Le faisceau réfléchi est alors parallèle. Il traverse la chambre de

visualisation perpendiculairement à l'écoulement siège de gradients d'indice. Ensuite, il est refocalisé, sur un couteau dans le cas de la strioscopie, à l'aide d'un deuxième miroir sphérique **M_2** de 15 cm de diamètre et de 2,0 m de distance focale. Un miroir plan **M_3** est placé entre **M_2** et le couteau pour changer la direction du chemin optique. Le couteau consiste en une pastille noire, placée sur une plaque très fine en verre, pour arrêter la lumière non déviée. Les deux miroirs sphériques sont orientés de façon symétrique par rapport à la chambre de visualisation de manière à atténuer le plus possible les aberrations de comma et de distorsion. L'image ombroscopique (ou strioscopique) est reprise sur une caméra ultra-rapide.

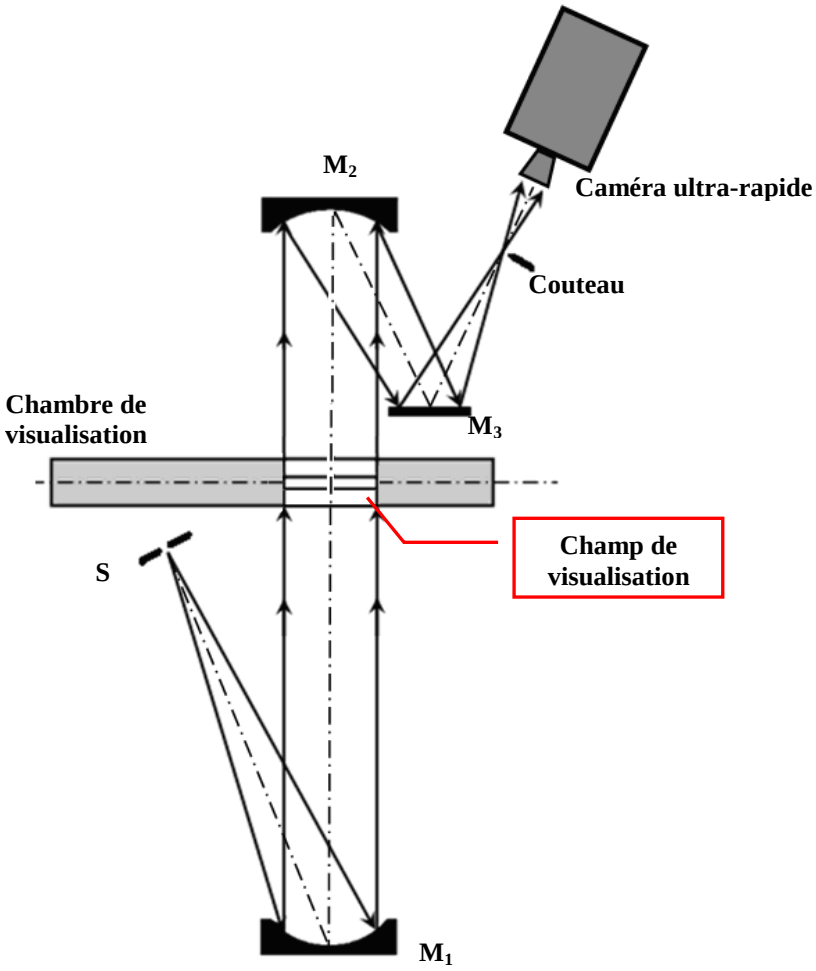


Figure II. 8: Schéma du montage optique en *Z* pour visualisation par ombroscopie, M_1 et M_2 - Miroirs sphériques de diamètre de 15 cm et de focale F_1=1,5 m et F_2=2 m, M_3 - Miroir plan et S –lampe à mercure

Les caméras que nous avons utilisées pour la visualisation sont de deux types:

- une caméra de type **Shimadzu,** permet de réaliser des enregistrements à une fréquence maximum d'un million d'images par seconde et à un temps minimum d'exposition de 250 *ns*. Le nombre d'images par essai est fixe, de 102, avec une résolution spatiale fixée de 312×260 pixels quelque soit la fréquence.

- une caméra de type **Photron SA5,** permettant d'opérer à des fréquences allant de 7 000 *i/s* à 1×10^6 *i/s*, à une résolution spatiale maximale de 1024×1024 pixels, et un temps minimum d'exposition de 369 *ns*.

Nous avons fixé le champ de visualisation à 15 cm, diamètre des miroirs $\mathbf{M_1}$ et $\mathbf{M_2}$, pour la **Photron**. Ainsi, ce champ couvre au maximum 3 modules par essai. Pour la caméra **Shimadzu**, il est réduit à environs 5 cm, soit un module par essai, afin de maintenir des résolutions, très proches, en moyenne 5 pixels/mm, pour l'ensemble des essais. Les vitesses de flamme sont calculées à partir de la propagation de la flamme le long de l'axe de la chambre. Compte tenues des résolutions de champ de visualisation et des fréquences de caméra utilisées, la précision sur la vitesse est de ±20 m/s. Les tailles de champs de visualisation ainsi que les paramètres de caméra choisis sont donnés dans le **Tableau II.3**.

Type de caméra	Champ de visualisation (cm)	No. Module visualisés	Fréquence (i/s)	Temps d'exposition (µs)	Résolution spatiale pixel×pixel	Résolution pixel/mm	Précision m/s
Photron SA5	15	1-3	17 500	1	1024×352	7	2,5
		3-5	35 000	1	768×272	5	7
		5-6	42 000	1	640×264	4	10,5
		7-15	62 500	1	512×208	3	21
Shimadzu	5	1-2	32 000	4	312×260	6	5,2
		3-5	63 000	2			10,4
		6	125 000	1			20,8
		7-25	500 000 ou 1000 000	0,25			83 ou 167

Tableau II. 3: Paramètres des caméras Photron SA5 et Shimadzu - fréquence, temps d'exposition, résolution spatiale

II.3 Conditions et procédures expérimentales

II.3.1 Conditions expérimentales

Notre étude concerne des mélanges gazeux binaires H_2/C_3H_8-Air aux conditions normales de pression et de température (**CNPT**). Des compositions de ces mélanges sont données par:

$$\mathbf{\Phi\ [\mathit{x}H_2 + (1-\mathit{x})C_3H_8] + (5-4{,}5\mathit{x})[O_2 + 3{,}76N_2]}$$

Φ est la richesse du mélange. x représente la fraction molaire de H_2 dans les combustibles binaires H_2/C_3H_8. Il est donné par la relation suivante.

$$x = \frac{n_{H_2}}{n_{H_2} + n_{C_3H_8}} \qquad \text{(II-1)}$$

n présente le nombre de mole pour ces deux combustibles.

Selon le but recherché, les conditions de mélanges considérées sont résumées dans le **Tableau II.4**.

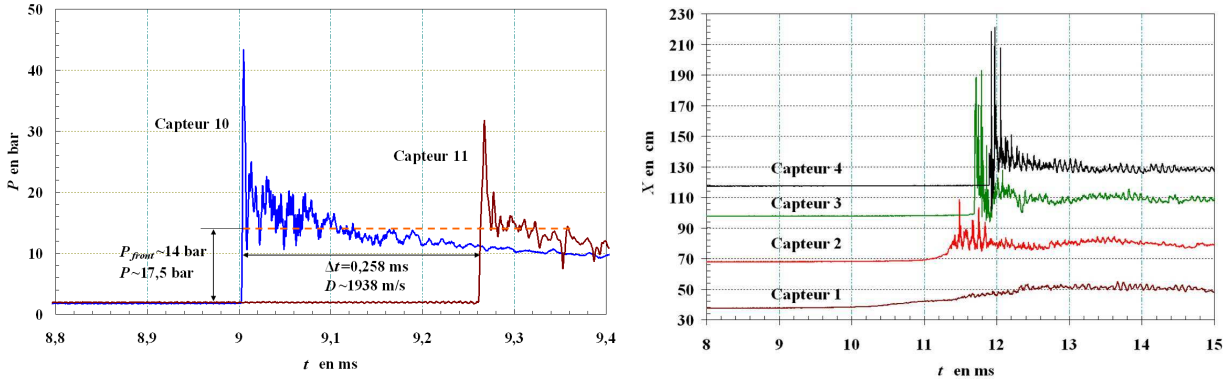
But d'essais	**Tube**	**Obstacle**				**P_i (bar)**	**Φ**	***x***
		Nature	***S* (*mm*)**	***L_{spire}* (*m*)**	***e* (*mm*)**			
L_{TDD}, λ, *D* et *P*	Tube de *D.I*=52 mm	spirale en cuivre	52	2,1	8	1	0,7~1,8	0,5~1,0
		spirale en acier	52	3	8	1	1,1	0,7~1,0
	Tube de *D.I*=92 mm	spirale en cuivre	92	3	14	1	1,1	0,5~1,0
		spirale en acier	92	3	14	1	1,1	0,7~1,0
Visualisation	Tube carré de 40 mm×40 mm	plaque perforée	40	1,7	8	1	1,1	0,90
						1	1,1	0,95
						0,5	1,1	0,95
		plaque perforée	20	1	8	1	1,1	0,90
		plaque perforée	40	1,7	4	1	1,1	0,90
		marche	40	1,4	6	1	1,1	0,90
		spirale en cuivre	40	2	8	1	1,1	0,90

Tableau II. 4: Caractéristiques initiales des mélanges utilisés lors de l'étude

II.3.2 Procédures expérimentales

Dans les tubes cylindriques, nous avons recherché ***L_{TDD}***, ***λ***, ***D*** et ***P*** de la détonation autonome en fixant la richesse et en faisant varier *x* jusqu'à ne plus observer de détonation. La formation ou non de la détonation par ***TDD*** est mise en évidence par la présence de structure cellulaire sur les plaques de suie. La nature du régime de détonation obtenue est déduite de la comparaison de la célérité et de la pression déterminées à partir des enregistrements de pression avec les valeurs ***CJ***. La célérité est calculée à partir du temps d'arrivée de l'onde sur les 2 capteurs du fond de tube et de la distance qui les sépare. La pression est estimée par interpolation de la détente derrière le pic de pression en utilisant l'approximation ***P*=*P_{front}***/0,8 (cf **Figure V.II.9(*a*)**).

Lorsque la détonation est obtenue par ***TDD***, L_{TDD} est recherchée sur le diagramme de vitesse (V, X) comme le lieu où la vitesse de l'onde atteint $0{,}80D_{CJ}$. X est la distance au point de l'inflammation. Le diagramme de vitesse est établi à partir des positions et des temps d'arrivées de l'onde (déflagration, choc ou détonation) sur les capteurs (cf **Figure V.II.9(*b*)**).



(*a*) Détonation-Capteurs au fond du tube: Détonation autonome

(*b*) *TDD*-capteurs 1 et 2 : Flamme; capteurs 3 et 4 : Détonation

Figure II. 9: Exemples de signaux de pression –Tube de *D.I*=52mm dans les mélanges binaires (*a*) Φ=1,1; *x*=0,95 ; P_i=1,0 bar et (*b*) Φ=1,1; *x*=0,8 ; P_i=1.0 bar

Dans le tube de section droite carrée, les diagrammes de vitesse sont établis à partir des enregistrements ombroscopiques ou strioscopiques et comparés à ceux déduits des signaux de pression. Les vitesses locales sont calculées en suivant le déplacement de la flamme ou du choc de tête le long d'un axe issu du point d'allumage et parallèle aux parois.

Le protocole expérimental est identique pour l'ensemble des essais. Il comprend:

- vidange du tube sur plusieurs heures.
- vérification des appareils de mesure tels que les capteurs de pression, les amplificateurs de charge.
- injection du mélange étudié jusqu'à la pression d'essai contrôlée par la jauge de pression **MKS PR 4000**.
- fermeture de toutes les vannes montées sur le tube.
- déconnecter le tube du réservoir de mélange de la jauge de contrôle et de la pompe à vide.
- allumage.
- enregistrements et traitements des résultats expérimentaux.

L'enregistrement de pression est déclenché par le système d'allumage. Le zéro correspond à la production de l'étincelle. Dans les essais avec visualisation, la caméra est déclenchée avec une avance sur l'allumage pour les 1 ou 3 premiers modules (**Shimadzu** ou **Photron**) et un retard pour les autres.

CHAPITRE III

Détonabilité des mélanges binaires H_2/C_3H_8 -Air

Dans ce qui suit, nous présentons les résultats de mesure concernant les caractéristiques de l'onde de détonation autonome dans les mélanges binaires H_2/C_3H_8-Air, à savoir:

- La célérité ***D*** et la pression ***P*** que nous comparons aux valeurs ***CJ***.
- La taille de la cellule λ que nous corrélons à la longueur d'induction chimique L_i de la zone de réaction dans le modèle ***ZND***.

Nous discutons l'influence de la richesse Φ et de la fraction x d'hydrogène dans le propane sur ces paramètres, sur les corrélations établies et sur la détonabilité des mélanges étudiés.

La détonation est initiée par ***TDD*** dans des tubes cylindriques comportant des obstacles de type spirale de Schelkin de longueur variable et de rapport de blocage ***RB*** fixé et égal à 0,5.

III.1 Célérité et pression de détonation

De nombreuse expériences ont été effectuées dans le tube cylindrique de ***D.I***=52 mm dans l'objectif de caractériser ou d'évaluer la détonabilité des mélanges binaires étudiés. Nous présentons dans cette partie les évolutions des célérités ***D*** et pressions ***P*** de l'onde de détonation mesurées en fonction des compositions (x, Φ) des mélanges et du diamètre interne du tube. Pour chaque mélange, nous avons réalisé au moins trois essais pour diminuer le plus possible les erreurs expérimentales liées à la mesure. Pour chacune des richesses Φ ($0,7 \leq \Phi \leq 1,8$) , nous avons fait varier x de 1,0 à 0,5 jusqu'à ne plus observer de phénomène de détonation dans le tube.

Nous avons également effectué des calculs de célérité et pression ***CJ*** à l'aide du code ***Gaseq*** basé sur les lois d'équilibres chimiques. Ces valeurs sont discutées et comparées à nos mesures.

III.1.1 Célérité de détonation

La célérité de détonation ***D*** est un paramètre important pour notre étude. Sa valeur par rapport à D_{CJ}, nous permet de juger le régime de détonation atteint dans le tube et de valider ainsi les tailles de cellules observées sur les plaques de suie.

III.1.1.1 Effet de la fraction molaire de H_2

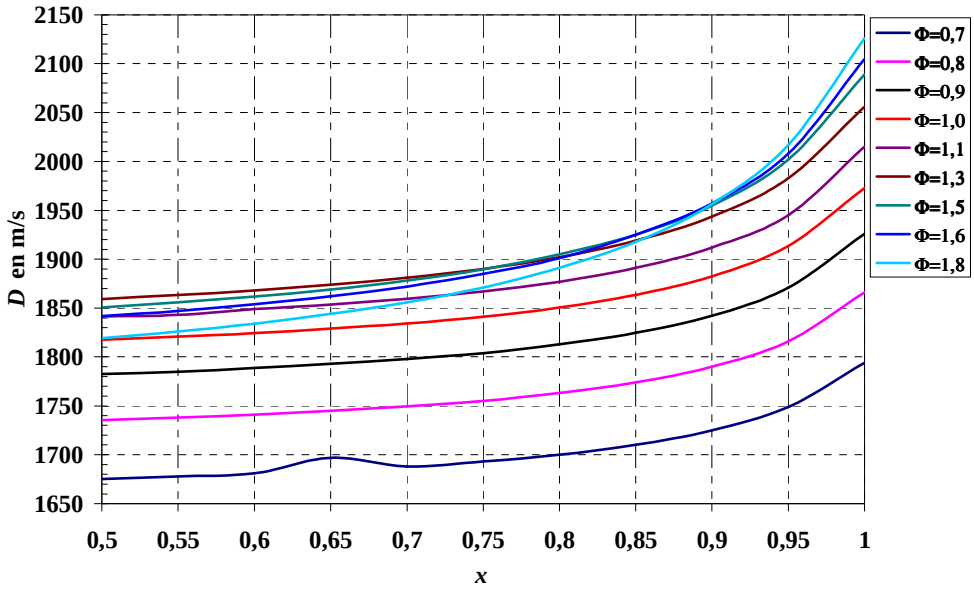


Figure III. 1: Evolution de la célérité D_{CJ} de détonation en fonction de la fraction molaire *x* de H_2 pour différentes richesses

L'évolution de la célérité $\boldsymbol{D_{CJ}}$ en fonction de la fraction molaire *x* d'hydrogène est présentée sur la **Figure III.1** pour des richesses variant de 0,7 à 1,8. L'analyse de cette figure montre qu'à une richesse fixée, $\boldsymbol{D_{CJ}}$ augmente d'abord de façon faible et progressive avec la proportion *x* d'hydrogène pour $0,5 \leq x \leq 0,8$, puis de manière importante pour $0,8 \leq x \leq 1,0$. Elle atteint finalement une valeur maximale pour la proportion la plus forte d'hydrogène ($x=1,0$) correspondant au mélange H_2/Air. Par exemple, pour $\Phi=0,8$, $\boldsymbol{D_{CJ}}$ passe de 1740 à 1760m/s pour $0,5 \leq x \leq 0,8$, soit 1% d'augmentation. $\boldsymbol{D_{CJ}}$ varie de 1760 à 1860m/s pour $0,8 \leq x \leq 1,0$, soit 6% d'augmentation.

La variation de la célérité ***D*** de l'onde de détonation obtenue lors des expériences dans le tube de $\boldsymbol{D.I}$=52 mm est donnée sur la **Figure III.2** en fonction de la fraction molaire *x* d'hydrogène pour des richesses variant de 0,7 à 1,8. Nous y avons également reporté $\boldsymbol{D_{CJ}}$. De l'analyse de la **Figure III.2**, nous pouvons observer les mêmes évolutions que celles mises en évidence par les calculs, c.à.d. ***D*** croit lorsque *x* croit, à richesse fixée, avec une augmentation

plus importante pour $0,8 \leq x \leq 1,0$. En particulier, pour les richesses de 0,9 à 1,3, la célérité mesurée varie de façon faible dans le domaine $0,5 \leq x \leq 0,8$. Elle semble tendre vers une valeur quasi constante correspondant à celle de la célérité de détonation de mélange C_3H_8/Air aux **CNPT** lorsque *x* diminue.

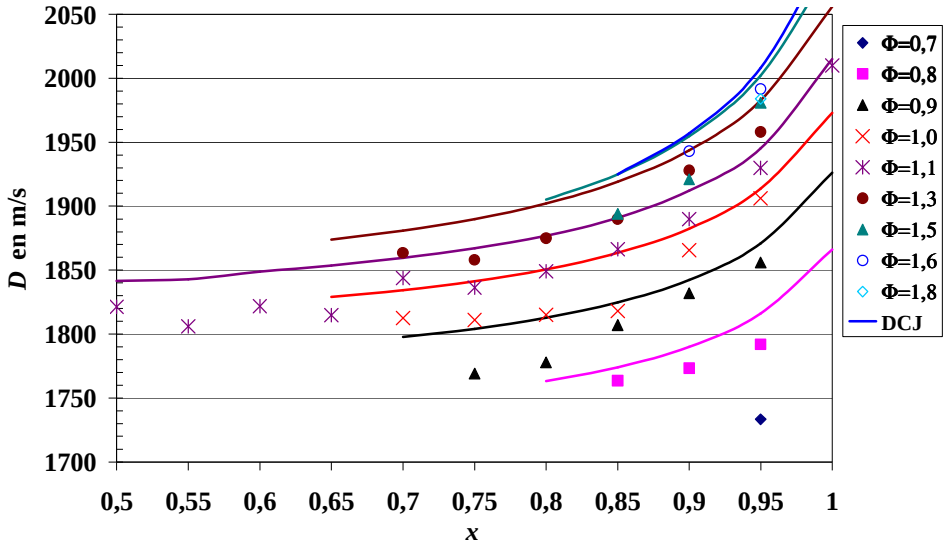


Figure III. 2: Evolution de la célérité *D* de détonation en fonction de la fraction molaire *x* de H_2 pour différentes richesses

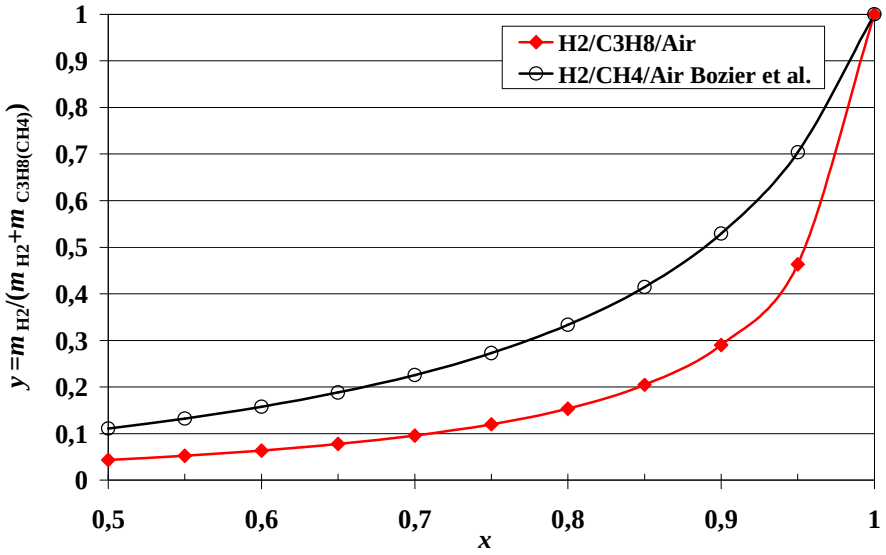


Figure III. 3: Variation de la fraction massique *y* en fonction de la fraction molaire *x* d'hydrogène dans les combustibles binaires H_2/C_3H_8 et H_2/CH_4

L'augmentation de la célérité avec *x* résulte principalement de la diminution de la masse molaire du mélange. L'introduction de l'hydrogène dans le propane, c'est-à-dire que *x* augmente, va faire diminuer la masse molaire (donc la masse volumique) des mélanges étudiés. Cette diminution est plus importante dans les cas de $0,8 \leq x \leq 1,0$. En effet, dans ce domaine, comme le montre la **Figure III.3**, la fraction massique de H_2 *y* dans les combustibles binaires passe de 15 à 100%, contre 5 à 15% pour $0,5 \leq x \leq 0,8$. *y* est défini par:

$$y = \frac{\Phi x M_{H_2}}{\Phi x M_{H_2} + \Phi(1-x) M_{C_3H_8}} = \frac{x}{22 - 21x} \qquad \text{(III-1)}$$

$\boldsymbol{M}_{H2}$ et $\boldsymbol{M}_{C3H8}$ correspondent à des masses moléculaires de l'hydrogène et du propane, respectivement.

Ainsi, l'ajout de d'hydrogène conduit à l'augmentation de la chaleur spécifique de réaction du mélange, en plus de la diminution de la masse molaire, pour une richesse fixée. Compte tenue de la dépendance de la célérité $\boldsymbol{D}$ à la chaleur spécifique de réaction ($\boldsymbol{D^2 \sim Q}$), $\boldsymbol{D}$ va augmenter de manière significative lorsque la proportion de propane dans les combustibles binaires est faible ($0{,}8 \leq x \leq 1{,}0$). Nos résultats montrent que les propriétés du propane semblent devenir prédominantes pour $x<0{,}8$. Ceci est dû au fait que la masse molaire du propane est plus élevée que celle de l'hydrogène. Ces tendances d'évolution de célérité $\boldsymbol{D}$ de détonation avec x ont été également observées pour les mélanges binaires H_2/CH_4-Air (Bozier et al. (2009)) et CH_4/C_2H_6-Air (Matignon et al. (2000)) et sur les vitesses de flamme laminaire (Tang et al. (2008)).

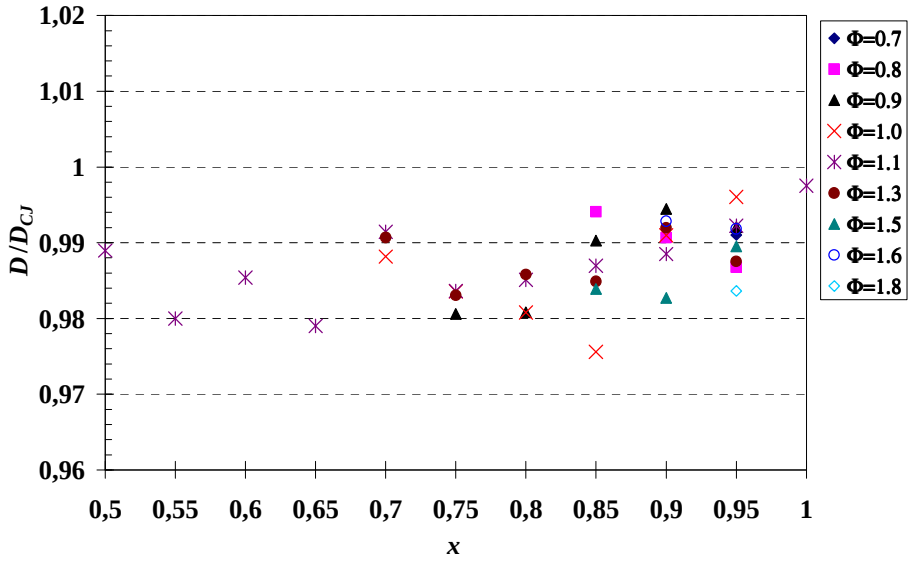


Figure III. 4: Comparaison des célérités mesurée *D* et calculée D_{CJ} de l'onde de détonation pour les mélanges étudiés ($0{,}7 \leq \Phi \leq 1{,}8$ et $0{,}5 \leq x \leq 1{,}0$)

Pour comparer la célérité expérimentale $\boldsymbol{D}$ de l'onde de détonation à $\boldsymbol{D_{CJ}}$, nous avons présenté, sur la **Figure III.4,** la variation du rapport $\boldsymbol{D/D_{CJ}}$ en fonction de la fraction molaire x d'hydrogène pour différentes richesses Φ de 0,7 à 1,8. D'après cette figure, nous observons que:

- la célérité mesurée $\boldsymbol{D}$ de l'onde de détonation est en bon accord avec $\boldsymbol{D_{CJ}}$.
- le rapport $\boldsymbol{D/D_{CJ}}$ varie de 0,97 à 1,0 et semble être indépendant de Φ et x.
- le déficit $(\boldsymbol{D_{CJ} - D})/\boldsymbol{D_{CJ}}$ de la célérité de détonation est inférieur à 3%.

De ce fait, nous pouvons confirmer le caractère stationnaire et autonome de détonation pour les mélanges étudiés.

III.1.1.2 Effet de la richesse

L'évolution de la célérité $\boldsymbol{D_{CJ}}$ de détonation, dans le domaine (x, Φ) exploité, est montrée sur la **Figure III.5** en fonction de la richesse Φ pour différentes fractions molaires x d'hydrogène. Les courbes obtenues, à x fixée, ont une forme classique, courbe en cloche, déjà observée pour un combustible simple et traduisant l'effet de Φ sur la célérité de détonation. Elles présentent un maximum coté riche, Φ>1,3, qui se déplace vers les richesses croissantes lorsque x augmente. La courbe la plus haute correspond à x=1,0. Elles restent espacées jusqu'à x=0,8. Ensuite, le réseau de courbes se resserre de plus en plus fortement pour se rapprocher des caractéristiques du propane. Comme déjà observée précédemment, cette tendance montre que les propriétés des combustibles binaires sont contrôlées par celles du propane à partir de x=0,8.

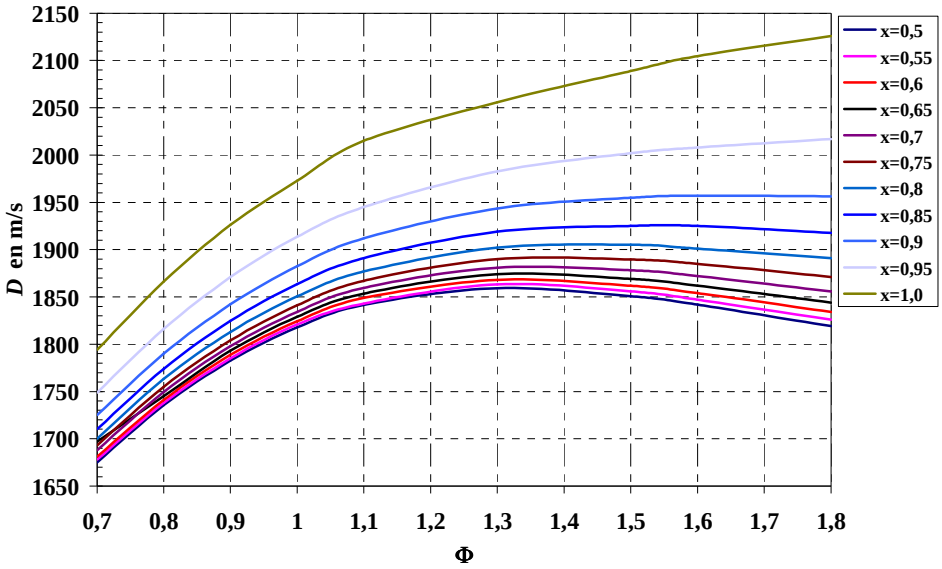


Figure III. 5: Evolution de la célérité D_{CJ} de détonation en fonction de la richesse Φ à fractions molaires x d'hydrogène fixées

De manière similaire, nous avons reporté, sur la **Figure III.6,** la célérité mesurée $\boldsymbol{D}$ en fonction de la richesse Φ pour différentes fractions molaires x d'hydrogène. D'après cette figure, nous observons que les points expérimentaux suivent bien l'allure des courbes en cloche représentatives de $\boldsymbol{D_{CJ}}=f(\Phi)$ pour x fixée bien qu'ils soient systématiquement en dessous. Cependant, le déficit comme le montre la **Figure III.4** n'excède pas 3%. Dans le domaine $0{,}5 \leq x \leq 0{,}8$, les points se rapprochent à Φ fixée. Notons enfin, pour chacune des richesses, plus x est élevée, plus la célérité mesurée $\boldsymbol{D}$ de détonation est importante.

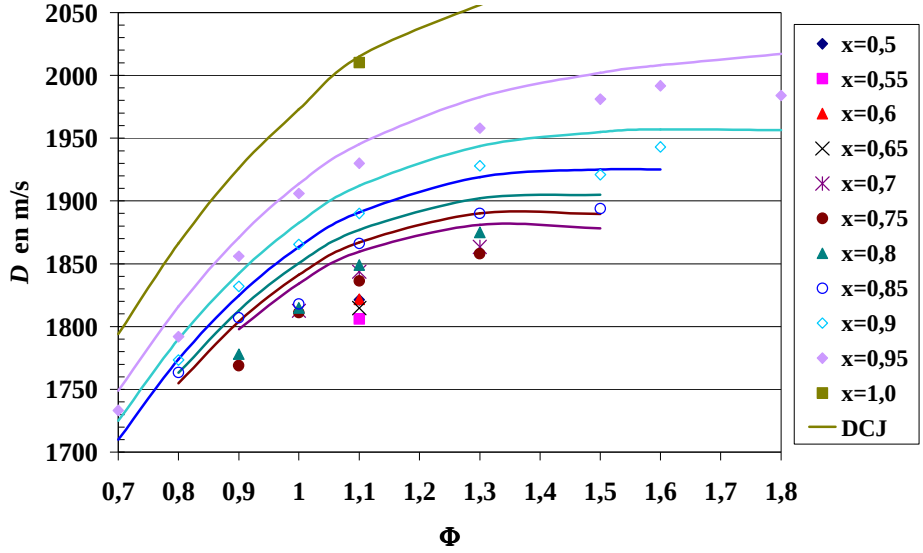


Figure III. 6: Evolution de la célérité mesurée *D* de détonation autonome en fonction de la richesse Φ à fractions molaires *x* d'hydrogène fixées

III.1.1.3 Effet du diamètre interne du tube

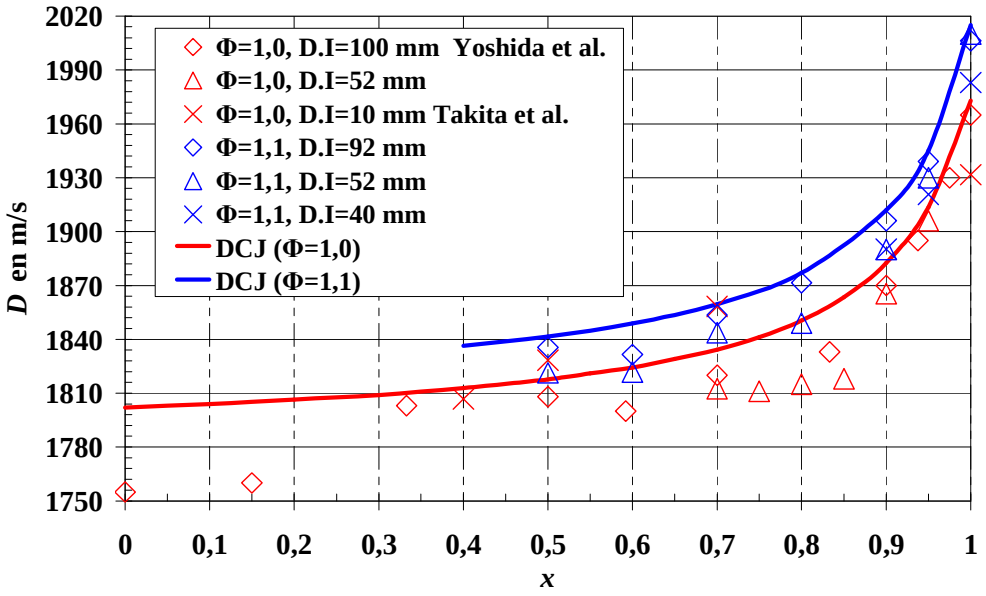


Figure III. 7: Variation de la célérité mesurée *D* de détonation autonome en fonction de *x* dans des tubes de différents diamètres pour Φ=1,0 et 1,1

Dans cette section, nous examinons l'influence du diamètre interne du tube sur la célérité ***D*** de l'onde de détonation autonome. Pour cela, nous avons présenté sur la **Figure III.7** la variation de la célérité ***D*** de détonation autonome, en fonction de la fraction molaire *x*, obtenue dans des tubes de différents diamètres. Ces résultats concernent les essais réalisés:

- par nous dans les 2 tubes cylindriques de ***D.I***=52 mm et 92 mm et dans le tube de section carrée 40 mm×40 mm à Φ=1,1.

- par Yoshida et al. (2005) dans un tube de ***D.I***=100 mm, par Takita et al. (1996) dans un tube de ***D.I***=10 mm, et par nous dans le tube de ***D.I***=52 mm à Φ=1,0.

La **Figure III.7** montre que, quelque soit le diamètre, toutes les valeurs de célérité mesurée présentent un déficit par rapport à D_{CJ}. Ces écarts restent faibles, au maximum de 3%, mais ils augmentent lorsque le diamètre diminue. En effet, pour Φ=1,1, la célérité mesurée dans le tube de ***D.I***=52 mm semble être toujours inférieure, bien que proche de celle obtenue dans le tube de ***D.I***=92 mm. De même, pour Φ=1,0, les valeurs de célérité mesurées par Yoshida et al. (2005) dans un tube de ***D.I***=100 mm sont systématiquement supérieures à celles que nous avons obtenues dans le tube de ***D.I***=52 mm. En dehors du point Φ=1,0 et *x*=1,0 il est difficile d'exploiter les résultats donnés par Takita et al. (1996). Les tailles de cellule des mélanges étudiés dans le tube de 10mm de diamètre, varient entre 10 et 40 mm (Yoshida et al. (2005)). Soit 1 à 4 fois le diamètre. Par conséquent, le critère d'existence de la détonation n'est pas vérifié. La détonation observée n'est pas autonome.

Sur la **Figure III. 8**, nous avons représenté ***D*** en fonction de l'inverse du diamètre 1/***D.I***, pour les trois configurations utilisées. Pour le tube de section carrée, nous avons considéré le diamètre hydraulique de la section, c.à.d. ***D.I***= 40mm. Les courbes obtenues sont des droites de pente négative qui confirment l'augmentation du déficit avec la diminution de ***D.I***. La pente semble diminuer lorsque *x* augmente c.à.d. lorsque λ diminue.

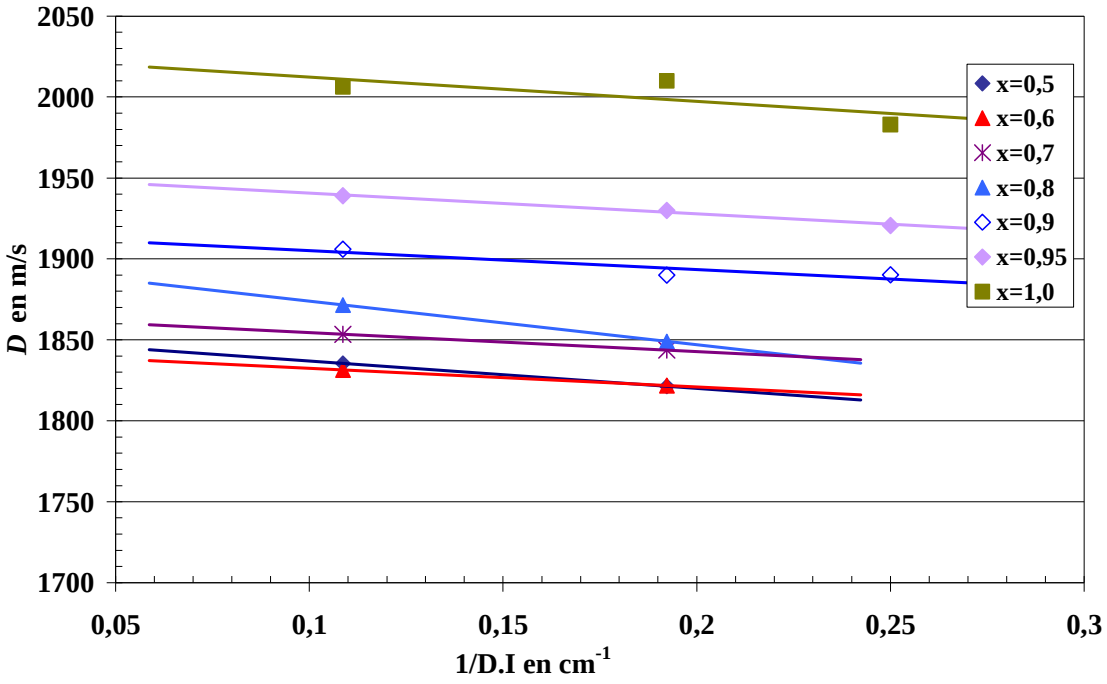


Figure III. 8: Variation de la célérité mesurée *D* de détonation autonome en fonction de l'inverse du diamètre pour les mélanges étudiés (Φ=1,1 et 0,5≤*x*≤1,0)

III.1.2 Pression de détonation

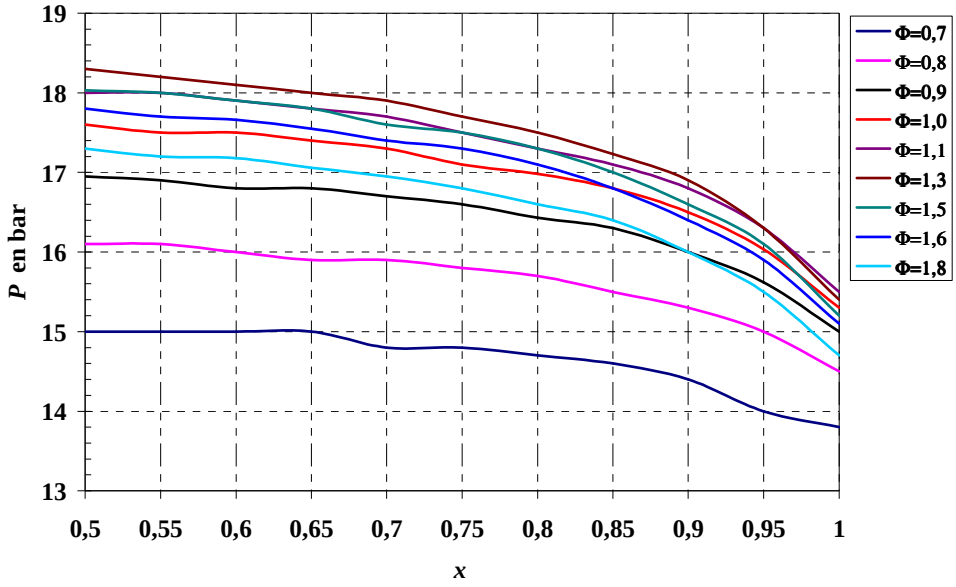


Figure III. 9: Evolution de P_{CJ} de détonation en fonction de la fraction molaire x pour 0,7≤Φ≤1,8

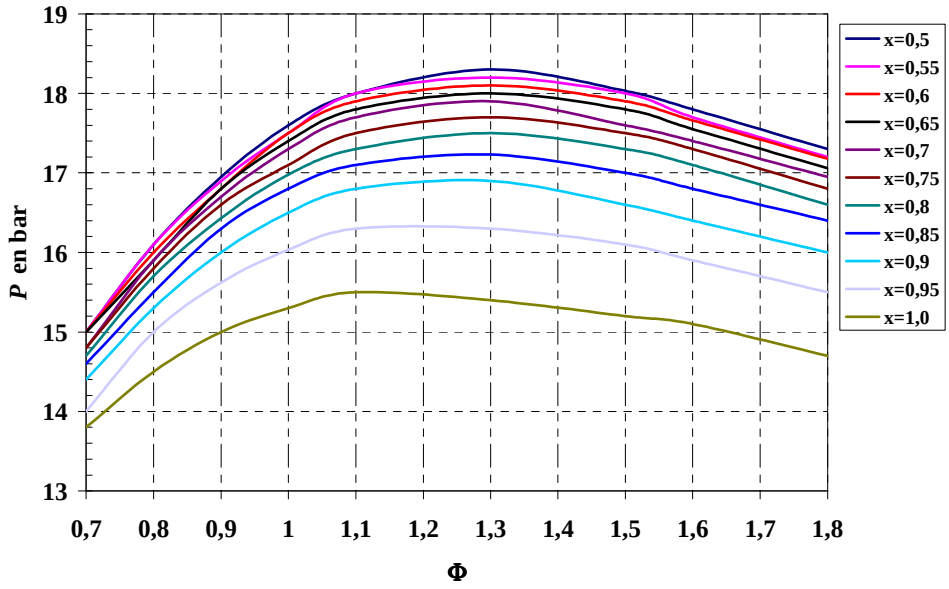


Figure III. 10: Evolution de P_{CJ} de détonation en fonction de la richesse Φ pour 0,5≤x≤1,0

L'évolution de la pression $\boldsymbol{P_{CJ}}$ est présentée sur la **Figure III.9** en fonction de la fraction molaire *x* d'hydrogène pour différentes richesses. Le réseau de courbes obtenues nous permet d'observer que, quelque soit la richesse, la pression $\boldsymbol{P_{CJ}}$ de détonation diminue lorsque *x* augmente. Elle décroit d'abord faiblement entre *x*=0,5 et *x*=0,9, puis de manière importante jusqu'à *x*=1,0.

De même, la pression $\boldsymbol{P_{CJ}}$ est montrée en fonction de la richesse sur la **Figure III.10** pour différentes valeurs de *x*. Comme pour $\boldsymbol{D_{CJ}}$, nous obtenons un réseau de courbes en

cloche. Le maximum s'est situé côté riche. En revanche, la courbe la plus basse correspond à x=1,0, Les courbes se resserrent à partir de x=0,9.

La pression est un paramètre que nous avons mesuré mais contrairement à la célérité, il n'est pas utilisé pour juger du régime de détonation installé dans les tubes par ***TDD***. Sa méthode de détermination, interpolation de la détente vers le pic, peut être une source d'erreurs. De plus, compte tenu de la taille λ des cellules de détonation pour les mélanges étudiés (λ>10 mm), la mesure va dépendre de la position relative du capteur par rapport à la cellule. La surface sensible du capteur est de diamètre 5 mm. Au cours de nos essais, nous avons vérifié systématiquement le temps de monté, c.à.d. le temps entre le pied et le pic de pression. Ce temps doit être de l'ordre du temps de réponse du capteur, soit 2 à 3μs.

Nous avons représenté nos résultats de mesure de pressions de pic de détonation autonome:

- en fonction de la fraction molaire x d'hydrogène pour différentes richesses sur la **Figure III.11**.
- en fonction de la fraction molaire x d'hydrogène pour différentes richesses sur la **Figure III.12**.

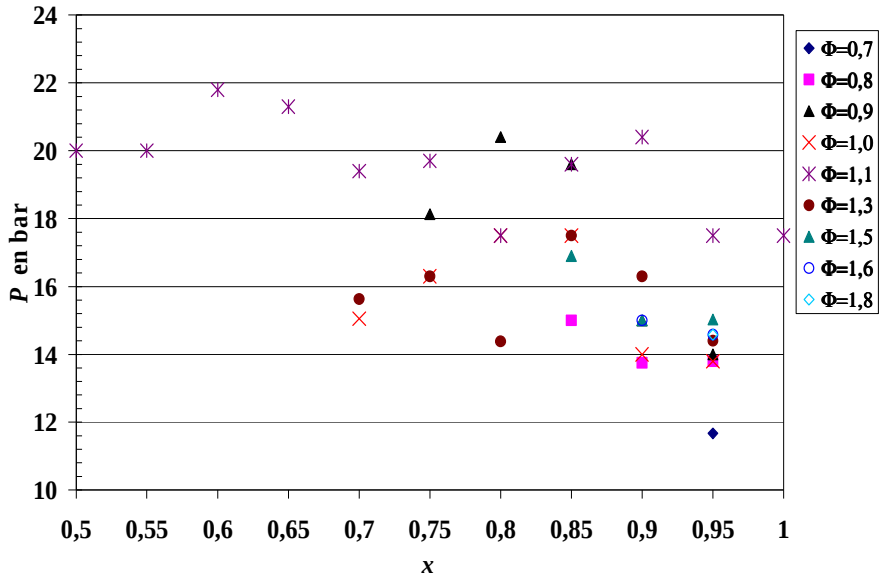


Figure III. 11: Evolution de la pression mesurée *P* de détonation autonome en fonction de la fraction molaire *x* de H_2 pour 0,7≤Φ≤1,8

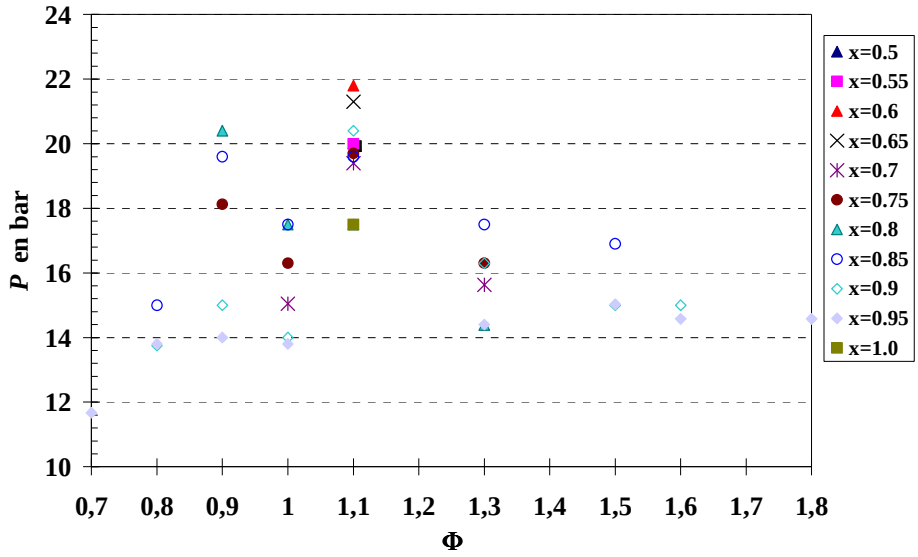


Figure III. 12: Evolution de la pression mesurée *P* de détonation autonome en fonction de la richesse Φ pour 0,5≤*x*≤1,0

La dispersion des résultats ne permet pas de retrouver les effets de *x* et de Φ observés sur P_{CJ}. En effet, la comparaison de P à P_{CJ} donnée sur la **Figure III.13** montre un écart de ±20%. Le rapport P/P_{CJ} varie de 0,8 à 1,0 et semble être indépendant de *x* et de Φ.

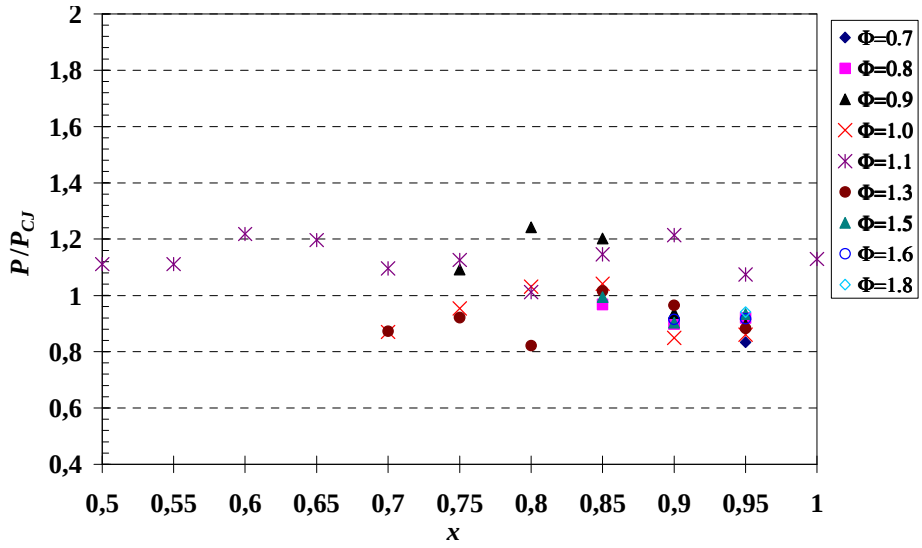


Figure III. 13: Comparaison des pressions mesurée *P* et calculée P_{CJ} de détonation en fonction de la fraction molaire *x* d'hydrogène pour différentes richesses

III.2 Structure de détonation: dimension λ de la cellule

A l'aide des coquilles en inox placées en fond de tube, nous avons obtenu des informations sur la structure cellulaire du front de détonation autonome à savoir sa régularité, la taille λ de la cellule élémentaire ainsi que leur évolution en fonction de la fraction molaire *x* d'hydrogène et de la richesse Φ. λ est ensuite corrélées à la longueur L_i d'induction chimique de la zone de réaction ***ZND***.

Pour chaque condition initiale, nous avons effectué au moins trois essais. Des valeurs de λ reportées correspondent à ses moyennes lors de nos mesures.

III.2.1 Observations générales: régularité de la structure cellulaire

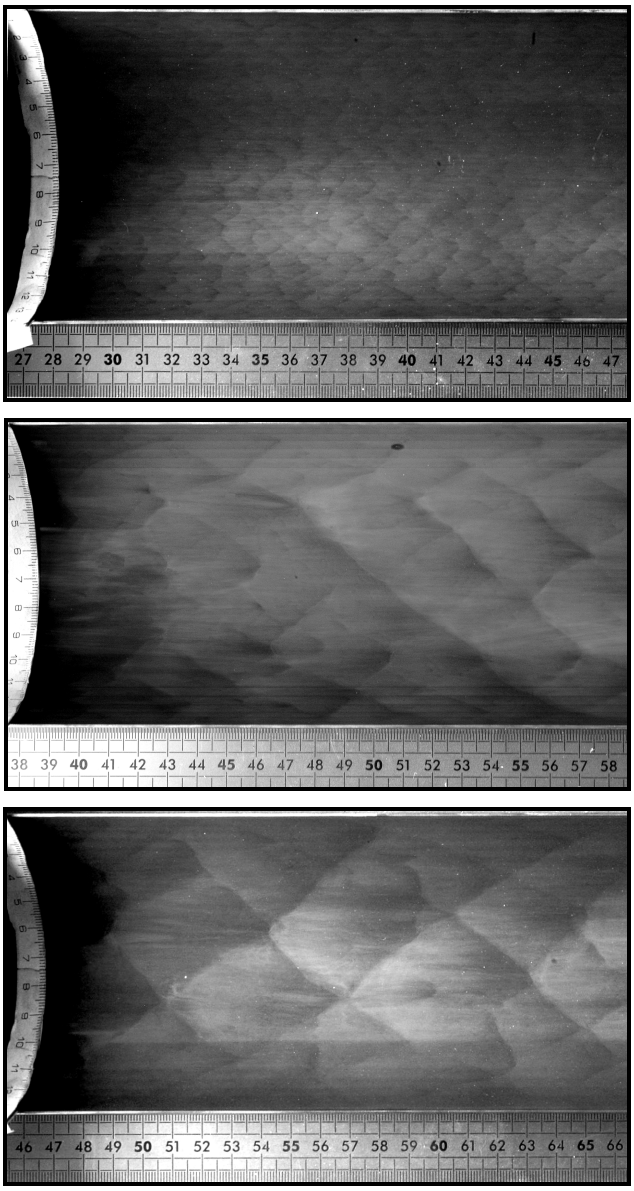


Figure III. 14: Enregistrements de la structure cellulaire de détonation par la méthode de suie pour les mélanges Φ=1,1, (*a*) *x*=1,0, (*b*) *x*=0,8 et (*c*) *x*=0,5 dans le tube de *D.I*=92mm

Des exemples de traces laissées par le front de détonation pour trois mélanges (Φ=1,1; *x*=0,5, 0,8 et 1,0), sont présentés sur la **Figure III. 14.** L'analyse de ces photographies montre:

- un réseau de cellules de faible régularité selon la classification établie par Libouton et al. (1976) avec une amélioration lorsque la fraction molaire *x* d'hydrogène décroît.

- une augmentation évidente de λ lorsque la fraction molaire *x* d'hydrogène décroît.

Les essais réalisés dans le tube de 52 mm de diamètre qui donnent lieu à des cellules de taille de détonation égale au diamètre interne ou au diamètre libre du tube (36 mm), sont confirmés par des essais dans le tube de plus grand diamètre. Comme le montrent les enregistrements de la **Figure III.15**, on retrouve des valeurs de λ quasiment identique quelque soit le diamètre du tube. Cela met en évidence que le régime de détonation initiée par ***TDD*** est autonome. Le déficit observé sur la célérité, donc sur la force de l'onde de détonation, n'est pas suffisant pour induire une modification observable de λ.

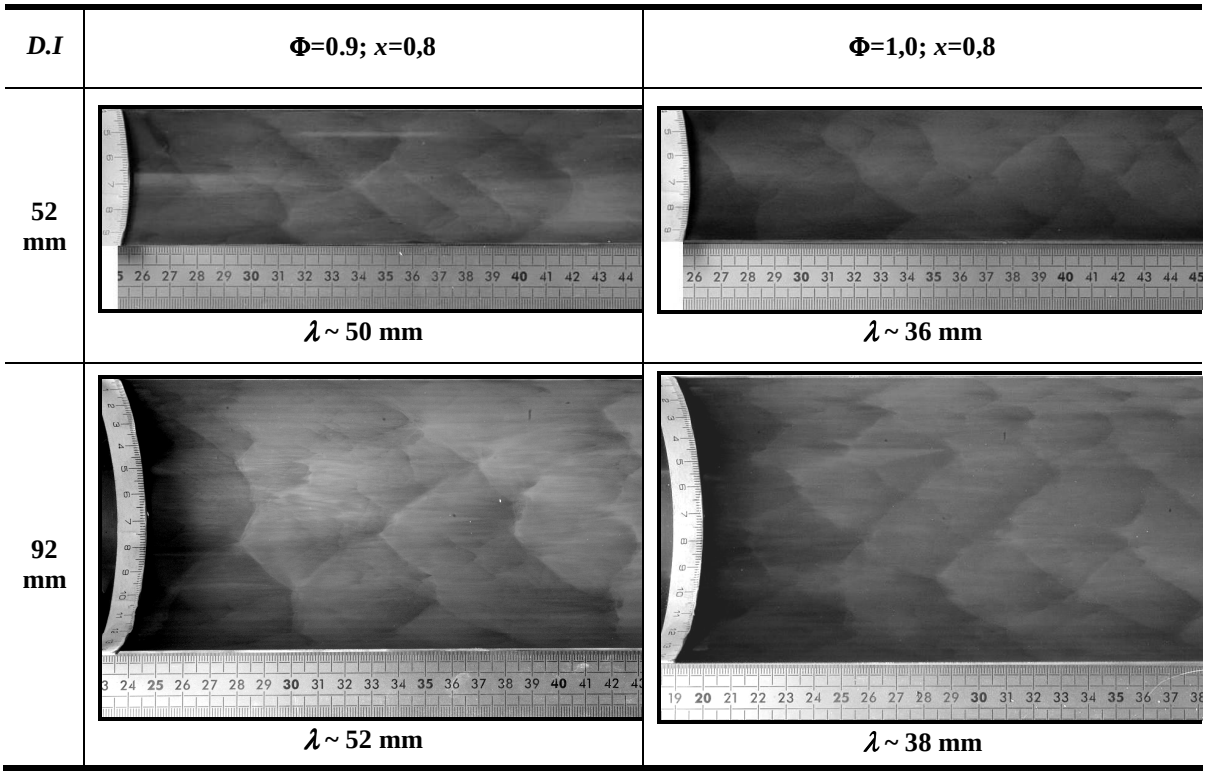


Figure III. 15: Enregistrements de la structure cellulaire de détonation par la méthode de suie pour deux mélanges à *x*=0,8, Φ=0,9 et 1,0

III.2.2 Effet de la fraction molaire de H_2 sur la taille λ de la cellule

L'évolution de la taille de la cellule λ de l'onde de détonation autonome est reportée sur la **Figure III.16** en fonction de la fraction molaire *x* de l'hydrogène dans les combustibles binaires pour différentes richesses Φ. L'analyse de cette figure nous permet de constater que d'une manière générale la taille λ de détonation augmente de façon monotone après l'ajout de propane. Cela signifie que l'introduction du propane tend à atténuer la sensibilité du mélange à la détonation.

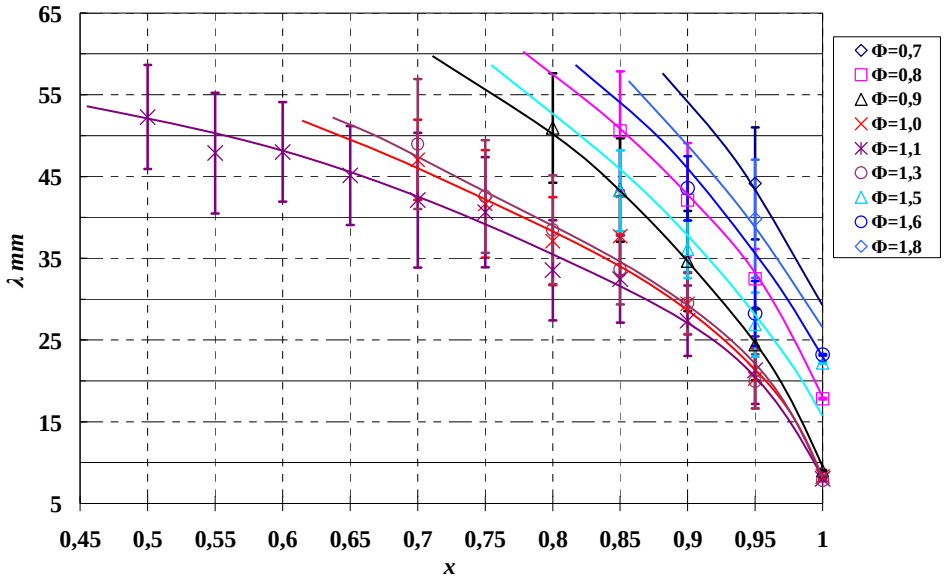


Figure III. 16: Evolution de la taille λ de la cellule de détonation autonome en fonction de fraction molaire *x* d'hydrogène pour différentes richesses

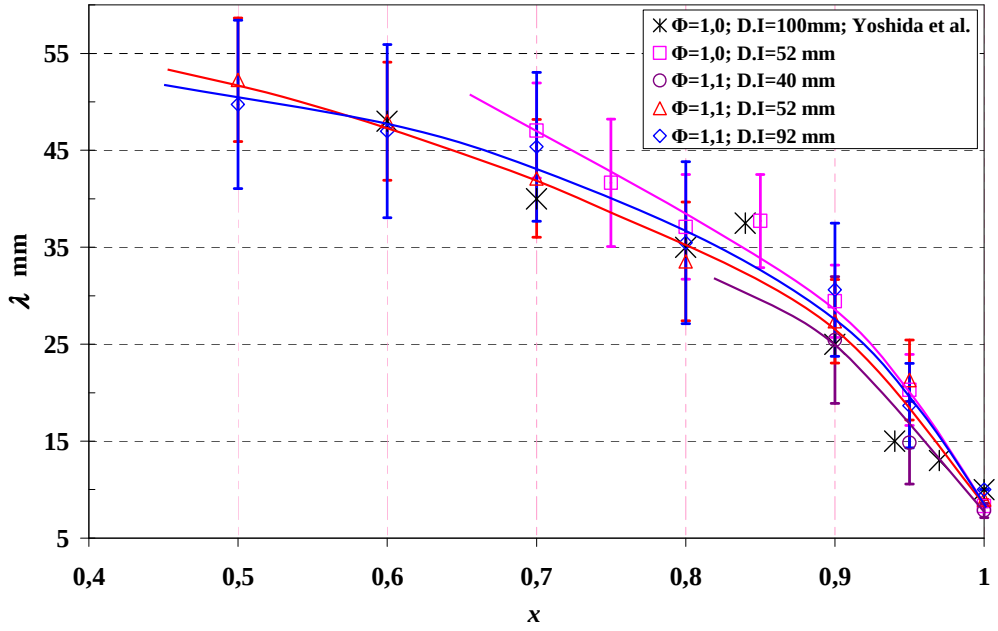


Figure III. 17: Evolution de la taille λ de la cellule de détonation autonome en fonction de fraction molaire *x* d'hydrogène pour Φ=1,0 et 1,1 dans des tubes de différents diamètres

En revanche, cette atténuation dépend de la richesse. En effet, on distingue deux comportements. Pour les mélanges riches proches de la stœchiométrie (Φ variant de 1,0 à 1,3), nous notons d'abord une forte augmentation de λ avec x dans le domaine $0,9 \leq x \leq 1,0$, suivi d'un accroissement plus progressif dans le domaine $0,5 \leq x \leq 0,9$. λ semble tendre lentement vers un plateau correspondant à la valeur de λ du mélange propane/air. En particulier, pour Φ=1,0, λ tend vers 55 mm valeur de λ pour C_3H_8/Air aux **CNPT**. Comme le montre, la **Figure III.17**, nos résultats sont en accord avec ceux publiés par Yoshida et al. (2005). Par conséquent, dans ce domaine, c'est le propane qui va contrôler la détonabilité des

mélanges binaires. Pour les mélanges pauvres ou bien loin de la stœchiométrie, λ est beaucoup moins sensible à l'ajout du propane. Par exemple, nous observons que, pour Φ=0,8, un rapport $\lambda_{(x=0,9)}/\lambda_{(x=1,0)}$ ~2,4 et $\lambda_{(x=0,85)}/\lambda_{(x=0,9)}$ ~1,2; alors que pour Φ=1,1, $\lambda_{(x=0,9)}/\lambda_{(x=1,0)}$ ~3 et $\lambda_{(x=0,5)}/\lambda_{(x=0,9)}$ ~1,9. Pour ces mélanges, nous n'avons pas atteint la valeur limite de λ, compte tenu des diamètres de nos installations et des moyens d'initiation de la détonation.

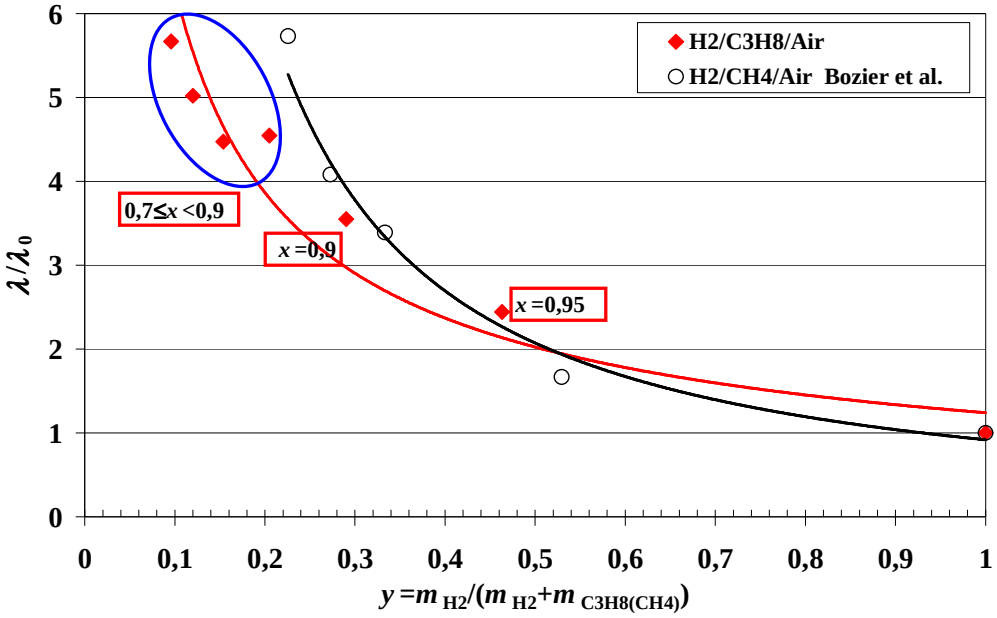


Figure III. 18: Variation du rapport λ/λ_0 en fonction de la fraction massique *y* de H_2 dans les combustibles binaires (Φ=1, 0,5≤*x*≤0,9); λ_0 -taille de cellule du mélange H_2/Air

Sur **Figure III.18**, nous avons tracé l'évolution du rapport λ/λ_0 en fonction de la fraction massique *y* de l'hydrogène dans les combustibles binaires pour Φ=1. λ_0 est la taille de la cellule du mélange stœchiométrique H_2/Air. Nous observons qu'en dessous de 50% de H_2 en masse, soit $x \leq 0,95$, la détonabilité du mélange binaire va être gouvernée progressivement par celle du mélange C_3H_8/Air. Cette tendance a été également observée par Matignon et al.(2000) pour les mélanges binaires CH_4/C_2H_6-Air et Bozier et al.(2009) pour les mélanges binaires H_2/CH_4-Air. C'est le gaz plus lourd qui contrôle la sensibilité des mélanges binaires à la détonation.

La comparaison de nos résultats avec ceux de Bozier et al.(2009) obtenus pour les mélanges binaires H_2/CH_4/Air (cf **Figure III. 18**), montre qu'à partir de *y*=50% (soit *x*=0,95 pour H_2/C_3H_8 et *x*=0,88 pour H_2/CH_4), les deux courbes obtenues sont très proches. Dans ce domaine ($0,9 \leq x \leq 1,0$), c'est le mélange H_2/Air qui semble contrôler la détonabilité des mélanges binaires.

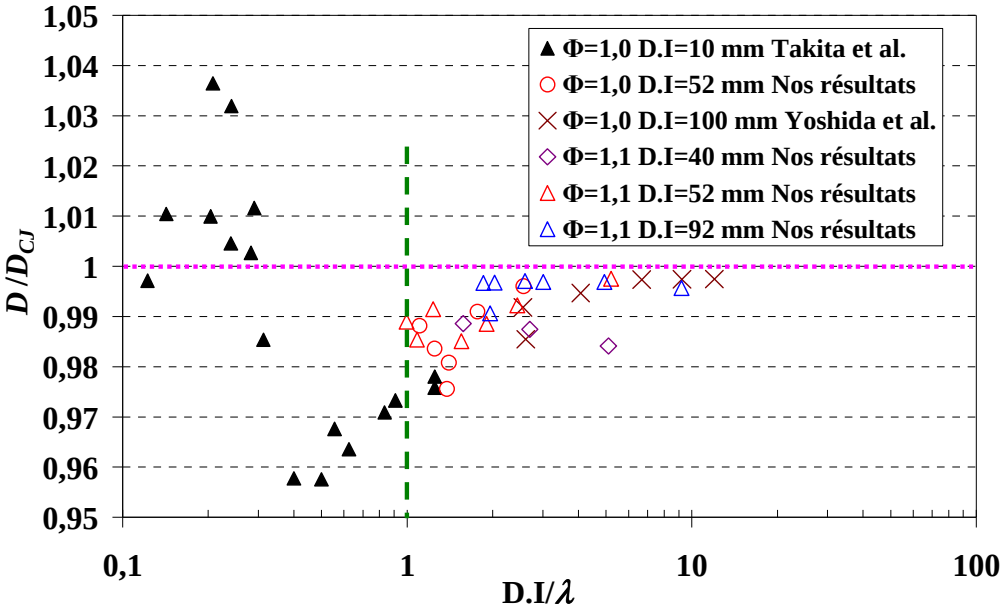


Figure III. 19: Variation du rapport D/D_{CJ} en fonction de $D.I/\lambda$ pour les mélanges binaires (Φ=1,0; 0≤*x*≤1,0 et Φ=1,1; 0,5≤*x*≤1,0) dans une série de tubes de *D.I* avec 10 mm≤ *D.I* ≤ 100 mm

De manière à préciser l'influence du diamètre sur le déficit de célérité de détonation, consécutif aux pertes aux parois, nous avons présenté $\boldsymbol{D/D_{CJ}}$, sur la **Figure III.19**, en fonction du nombre de cellules dans un diamètre, $\boldsymbol{d/\lambda}$, ***d*** étant le diamètre du tube pour les mélanges étudies (Φ=1,0; 0≤*x*≤1,0 et Φ=1,1; 0,5≤*x*≤1,0) dans une série de tubes de différents diamètres **D.I** de 10 à 100 mm. Nous constatons que:

- le déficit $\boldsymbol{(D_{CJ}-D)/D_{CJ}}$ de célérité de détonation augmente lorsque le nombre de cellules par diamètre diminue, mais il reste inférieur à 3%.

- le fait que plus le diamètre du tube est grand plus le déficit de célérité est faible est dû à des perturbations plus importantes dans le tube de diamètre faible, par exemple, les effets de couche de limite.

- pour nos mélanges, nous avons de 1 à 10 cellules par diamètre c.à.d. que les conditions d'existence de la détonation dans un tube sont toujours remplies. C'est le cas également des résultats de Yoshida et al. (2005).

- pour les résultats de Takita et al.(1996), $\boldsymbol{D.I/\lambda}$<1, par conséquent, nous pouvons penser que la détonation observée est en régime de détonation forte.

III.2.3 Effet de la richesse sur la taille λ de la cellule

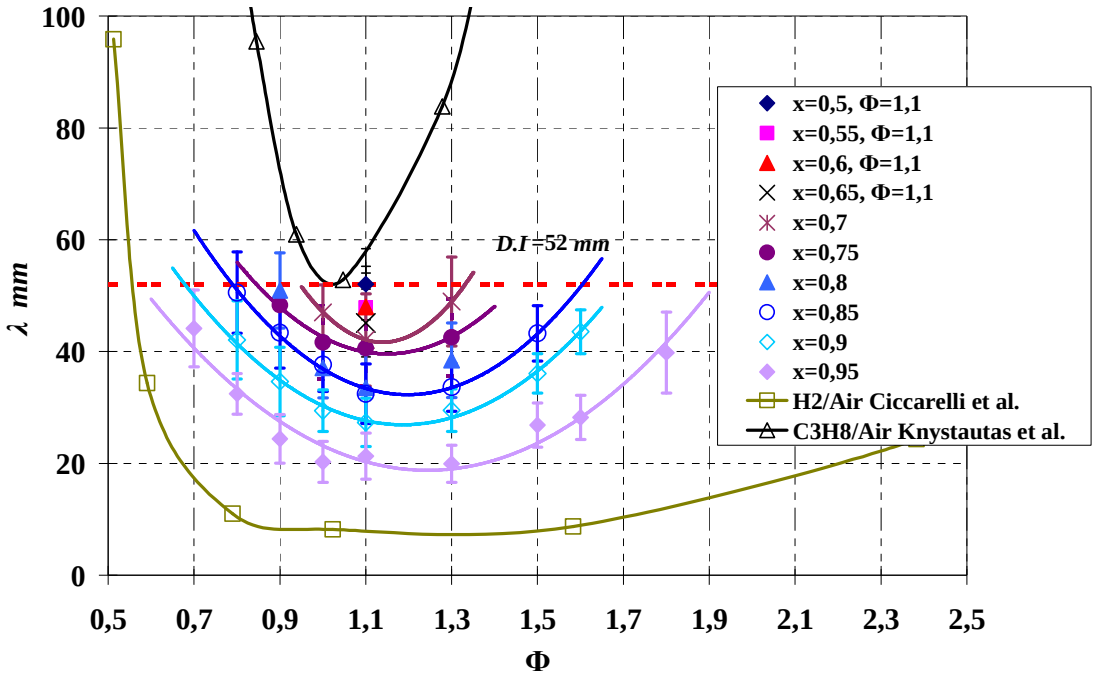


Figure III. 20: Evolution de la taille λ de cellule de détonation en fonction de la richesse Φ

Sur la **Figure III. 20**, nous avons présenté l'évolution de λ en fonction de la richesse Φ pour différentes valeurs de *x*. Les points indiqués en noir et en marron clair correspondent, respectivement, à des tailles cellulaires λ de détonation pour les mélanges stœchiométriques C_3H_8/Air (Knystautas et al. (1984)) et H_2/Air (Ciccarelli et al. (1994)) aux **CNPT**. Nous pouvons constater que:

- λ varie de 20 à 50 mm;
- pour *x* fixée, les courbes $\lambda=f(\Phi)$ ont une forme classique en U avec une concavité tournées vers celle du mélange C_3H_8/Air. λ décroît rapidement, côté mélange pauvre, jusqu'au minimum, puis augmente de façon progressive.
- λ minimum est obtenue pour une richesse proche de 1 mais toujours côté riche.

III.2.4 Corrélation entre la taille de cellule et la longueur d'induction

Pour établir la corrélation $\lambda=K\cdot Li$, nous avons présenté sur la **Figure III.21**, le rapport λ/Li en fonction de *x* pour différentes valeurs de Φ. Les valeurs de la longueur d'induction chimique ***Li*** considérées sont les résultats d'une intégration numérique des équations de bilan local derrière une onde de choc se propageant à la célérité D_{CJ} dans un milieu au repos. Cette intégration à été effectuée à l'aide du code de calcul CHEMKIN en utilisant le schéma cinétique détaillé Gri-Mech 3,0 (Frenklach et al. (1999)).

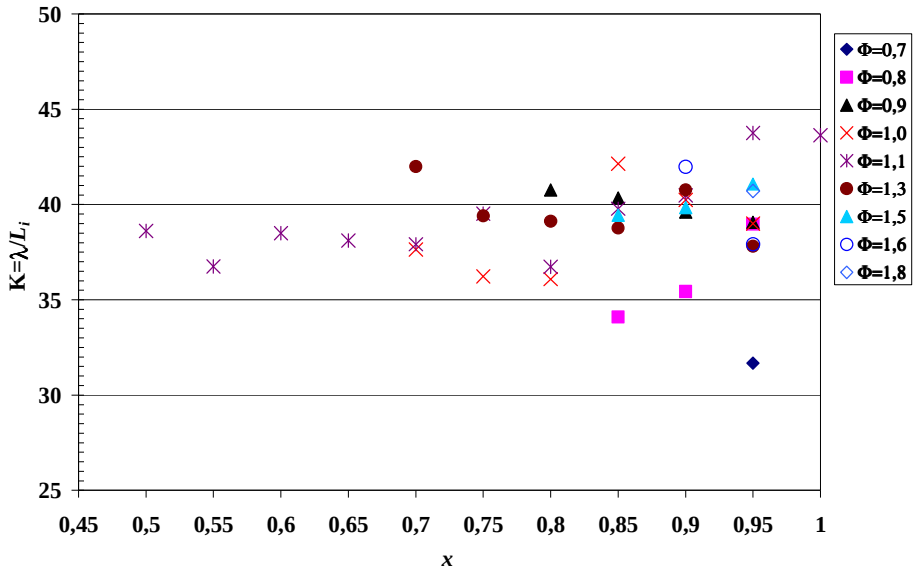


Figure III. 21: Variation du rapport $K=\lambda/L_i$ en fonction de la fraction molaire x de H_2 avec $0,7\leq \Phi\leq 1,8$

D'après cette figure, nous observons que:

- ***K*** varie de 35 à 40 pour $0,5\leq x\leq 0,8$, et de 40 à 45 pour $0,8\leq x\leq 1,0$.
- ***K*** semble être indépendant de x et Φ.
- ces observations ont déjà été obtenues par Matignon et al. (2000), Sorin et al. (2005) et Bozier et al. (2009) pour d'autres mélanges C_nH_m-, H_2-Air.

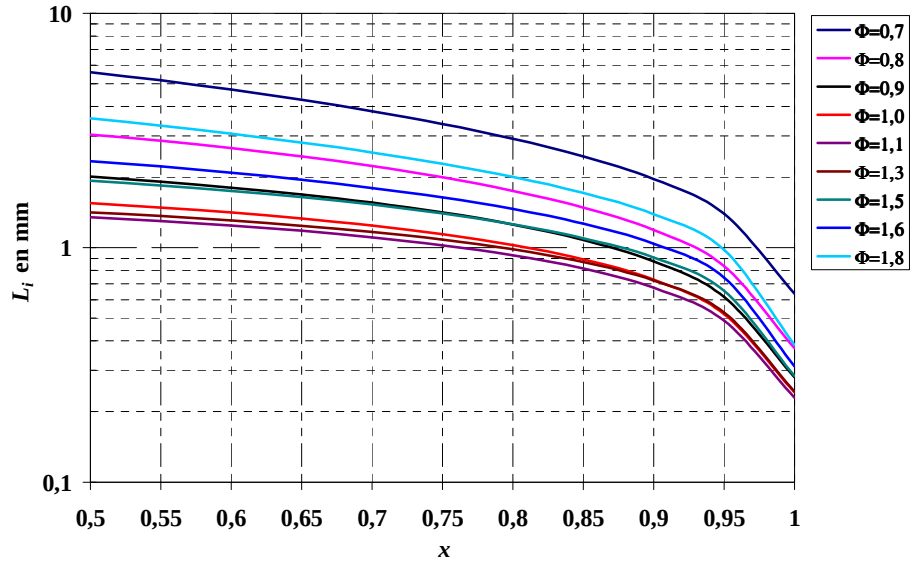


Figure III. 22: Evolution de la longueur L_i d'induction chimique en fonction de la fraction molaire x de H_2 avec $0,7\leq \Phi\leq 1,8$

De plus, les valeurs de L_i sont présentées sur la **Figure III. 22** en fonction de x à richesse fixée. Les courbes obtenues ont même allures que celles relatives à $\lambda=f(x)$ à Φ fixée.

III.3 Diamètre critique d_c

En utilisant la célérité D et la taille cellulaire λ de détonation que nous avons mesurées lors des expériences, nous cherchons à caractériser la détonabilité des mélanges étudiés, par un autre paramètre dynamique tel que le diamètre critique d_c à l'aide de lois empiriques.

Nous pouvons estimer le diamètre critique d_c de détonation de nos mélanges à l'aide de l'énergie critique d'initiation de la détonation E_C et de la corrélation de Matsui et Lee (1977) entre les grandeurs E_C et d_c.

$$E_C = \frac{\pi \cdot P_{CJ} \cdot U_{CJ}}{24 a_{CJ}} d_c^3 \qquad \text{(III-2)}$$

P_{CJ}, U_{CJ} et a_{CJ} représentent la pression, la vitesse matérielle par rapport à un repère fixe et la vitesse du son à l'état CJ, respectivement. En les remplaçant par leur expression en fonction de la célérité mesurée D de détonation autonome, nous obtenons la relation suivante:

$$E_C = \frac{\pi \rho_0 D^2}{24\gamma(\gamma+1)} d_c^3 \qquad \text{(III-3)}$$

γ est le rapport de chaleur spécifique de 1,2. Pour E_C, nous adoptons la corrélation suivante:

$$E_C \propto \rho_0 D_{CJ}^2 \lambda_{CJ}^3$$

En divisant cette expression par E^0_C, nous obtenons

$$\frac{E_C}{E_C^0} = \frac{\rho_0 D_{CJ}^2 \lambda_{CJ}^3}{(\rho_0 D_{CJ}^2 \lambda_{CJ}^3)^0} \qquad \text{(III-4)}$$

Soit:

$$E_C = \frac{\rho_0 D_{CJ}^2 \lambda_{CJ}^3}{(\rho_0 D_{CJ}^2 \lambda_{CJ}^3)^0} E_C^0$$

ρ_0, D_{CJ} et λ_{CJ} sans exposant "0" étant la masse volumique du milieu frais, la célérité et la taille de cellule de détonation autonome mesurées lors des expériences pour une certaine richesse ($\Phi \neq 1{,}0$), respectivement. Ces mêmes paramètres affectés de l'exposant de "0" sont relatifs aux conditions stœchiométriques. De même, E_C et E^0_C est l'énergie d'initiation de détonation pour une richesse $\Phi \neq 1{,}0$ et celle dans les conditions stœchiométriques, respectivement.

Si nous définissons l'énergie E^0_C d'initiation de détonation des mélanges comme la moyenne arithmétique de E_C des constituants du mélange pris séparément à la condition stœchiométrique. C'est-à-dire que:

$$E^0_C(x) = xE^0_{C\,(H2)} + (1-x)E^0_{C\,(C3H8)} \qquad \text{(III-5)}$$

$E^0_{C\,(H2)}$ et $E^0_{C\,(C3H8)}$ correspondant à l'énergie d'initiation de la détonation pour les mélanges stœchiométriques H_2/Air (Benedick et al. (1986)) et C_3H_8/Air (Elsworth et al. (1984)) à la condition ambiante, respectivement.

D'après la formule (**III-3**), nous pouvons déduire le diamètre critique $\boldsymbol{d_c}$. Nous avons présenté le rapport $\boldsymbol{d_c/\lambda}$, sur la **Figure III.23**, en fonction de x pour les mélanges étudiés. D'après cette figure, le rapport $\boldsymbol{d_c/\lambda}$ estimé est de l'ordre de 20. Il est donc un peu plus élevé que 13 obtenu pour les mélanges réactifs classiques C_nH_m/O_2, mais égal à la valeur de $\boldsymbol{d_c}$ obtenue par Ciccarelli et al. (2002) pour les mélanges H_2/Air. Cette valeur reste à vérifier expérimentalement compte tenu des hypothèses utilisées en particulier pour le calcul de l'énergie critique d'initiation du mélange binaire à la stoechiométrie.

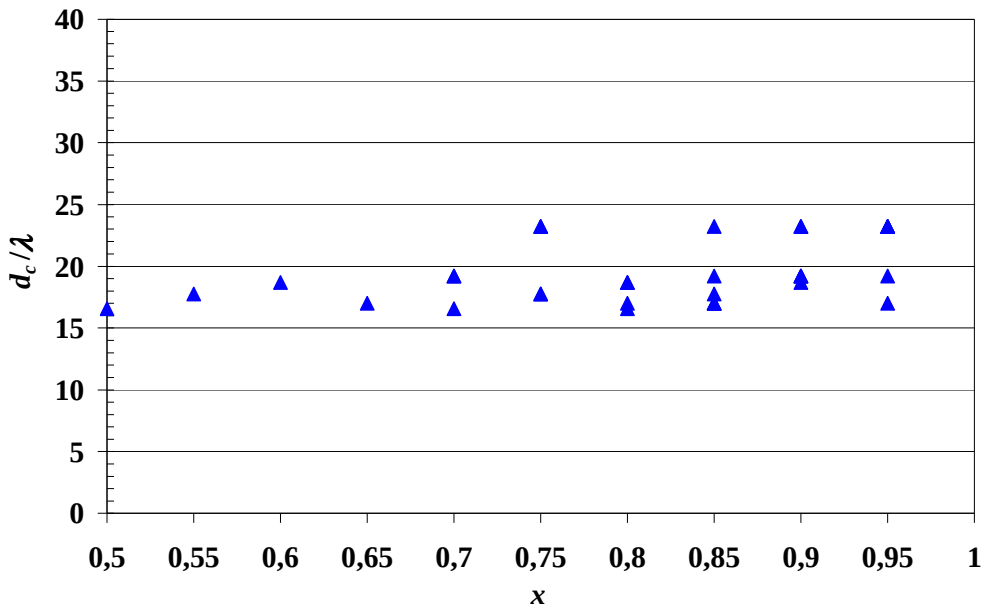


Figure III. 23: Variation du rapport d_c/λ en fonction de fraction molaire x de H_2 avec 0,7≤ Φ≤ 1,8

III.4 Conclusion partielle

Dans ce chapitre, nous avons présenté les résultats de mesure de la célérité $\boldsymbol{D}$, de la pression $\boldsymbol{P}$ et de la taille cellulaire $\boldsymbol{\lambda}$ de la détonation autonome des mélanges binaires H_2/C_3H_8-Air de richesse variable Φ de 0,7 à 1,8 et de fraction molaire x d'hydrogène dans les combustibles binaires de 0,5 à 1,0 aux **CNPT**. Il s'agit d'apprécier la détonabilité de ces

mélanges sur la base de la variation de ces paramètres en fonction de x et de Φ. Les observations que nous avons faites sont résumées ci-après:

- concernant $\boldsymbol{D}$ et $\boldsymbol{P}$: lorsque x diminue, la masse volumique du mélange augmente. Par conséquent, la célérité diminue et la pression augmente. La célérité (la pression) présente un maximum (un minimum) pour une richesse proche de la stœchiométrie côté riche. Les valeurs de $\boldsymbol{D}$ sont très proches de $\boldsymbol{D_{CJ}}$, 3% de déficit. En revanche, nous avons noté une grande dispersion dans les valeurs de $\boldsymbol{P}$ avec un écart de ±20% par rapport à $\boldsymbol{P_{CJ}}$.

- concernant $\boldsymbol{\lambda}$: lorsque x diminue, la taille de la cellule augmente de 20 à 50mm. Sa variation est contrôlée essentiellement par les propriétés du propane dans un large domaine de x. En particulier, à la stœchiométrie, il faut au minimum une fraction massique de 50% de H_2 (soit x=0,95) pour obtenir une variation significative de $\boldsymbol{\lambda}$ avec x. Les courbes $\boldsymbol{\lambda}=f(\Phi)$ à x fixée sont en U avec un minimum proche de la stœchiométrie côté riche.

- concernant la corrélation $\boldsymbol{\lambda}=f(\boldsymbol{L_i})$, nous avons obtenu un rapport $\boldsymbol{K}=\boldsymbol{\lambda}/\boldsymbol{L_i}$ variant de 35 à 45 indépendamment de x et Φ. $\boldsymbol{L_i}$ est calculée en utilisant le mécanisme de cinétique détaillée **Gri-Mech** 3,0.

Nous avons également estimé le diamètre critique $\boldsymbol{d_c}$ à partir de relations empiriques et en utilisant les valeurs mesurées de λ et $\boldsymbol{D}$. Le rapport $\boldsymbol{d_c}/\boldsymbol{\lambda}$ estimé est de l'ordre de 20 et donc supérieur à 13, valeur obtenue habituellement pour les mélanges réactifs classiques C_nH_m/O_2. Cette valeur correspond à celle trouvée par Ciccarelli et al. (2002) pour les mélanges H_2/Air. Néanmoins, il faut vérifier cette corrélation par une étude expérimentale plus approfondie compte tenu des hypothèses de calcul utilisées.

En résumé, l'ajout de propane dans l'hydrogène augmente la taille de cellule par conséquent diminue la détonabilité. En particulier, à la stœchiométrie, la cellule est réduite par un facteur 2,5. L'énergie critique, paramètre qui permet de mesurer la facilité avec laquelle une détonation peut être initiée dans un mélange donné, est alors multipliée par un facteur $2,5^3$, soit par un facteur 16.

CHAPITRE IV

Transition déflagration détonation (TDD)

Nous consacrons ce chapitre à l'analyse du processus de la **Transition Déflagration Détonation** (***TDD***) basée sur les diagrammes de vitesse (**V**, **X**). Ces diagrammes sont établis à partir des enregistrements de pression. Ils sont utilisés pour la détermination de la longueur de ***TDD***, L_{TDD}.

Dans ce qui suit, nous présentons les diagrammes de vitesse et les longueurs de ***TDD*** et discutons leur dépendance des compositions du mélange (***x***, **Φ**), du diamètre du confinement, de la longueur et de la nature des obstacles.

Pour la longueur de transition, nous donnons la corrélation $L_{TDD}=f(\lambda)$ établie en tenant compte de l'ensemble des résultats et précisons sa sensibilité à l'énergie d'activation réduite $\boldsymbol{E_a/RT_C}$ et à la chaleur de réaction adimensionnée $\boldsymbol{Q/a_0^2}$ pour les mélanges stœchiométriques.

Les obstacles utilisés sont des spirales de Schelkin avec un rapport de blocage ***RB***=0,5 et un pas égal au diamètre du tube.

IV.1 Analyse de la *TDD* à partir du diagramme de vitesse (V, X)

Nous avons établi des diagrammes de marche (*t*, X) et de vitesse (V, X) à partir des positions X des capteurs par rapport à la position de l'allumage et des temps d'arrivée des ondes (flamme, choc et/ou détonation) sur les capteurs. X=0 correspond à la position de l'allumage et *t*=0 à la production de l'étincelle. Le temps *t* est lu directement sur les enregistrements de pression obtenus en plusieurs points à l'aide de capteurs de pression distribués le long du tube à partir de l'allumage au cours des essais.

Cette partie concerne essentiellement l'identification, en aveugle sans visualisation, des différents régimes de propagation de la flamme avant la ***TDD*** sur la base de l'analyse des

profils de pression, des diagrammes de marche (*t*, X) et des diagrammes de vitesse (V, X). En particulier, la longueur de transition L_{TDD} est déduite des diagrammes (V, X) sur la base du critère qu'au point de ***TDD*** la vitesse est de $0{,}8\boldsymbol{D_{CJ}}$, que nous justifierons plus loin.

IV.1.1 Profil de pression

Un exemple de profils de pression, obtenus le long du tube au cours de l'accélération de la flamme, est donné sur la **Figure IV.1** pour le mélange H_2/C_3H_8-Air (Φ=1,1, *x*=0,8) dans le tube de ***D.I***=52 mm contenant une spirale en cuivre de longueur de 1,5 m. Cette figure permet de distinguer les pics de pression associés au passage du front de choc ou de détonation, des augmentations de pression progressives et lentes consécutives à la propagation de flamme. Dans le premier cas, les temps de montée sont courts, de l'ordre de 3 μs; dans le second cas, il est difficile de repérer le passage de la flamme au niveau du capteur.

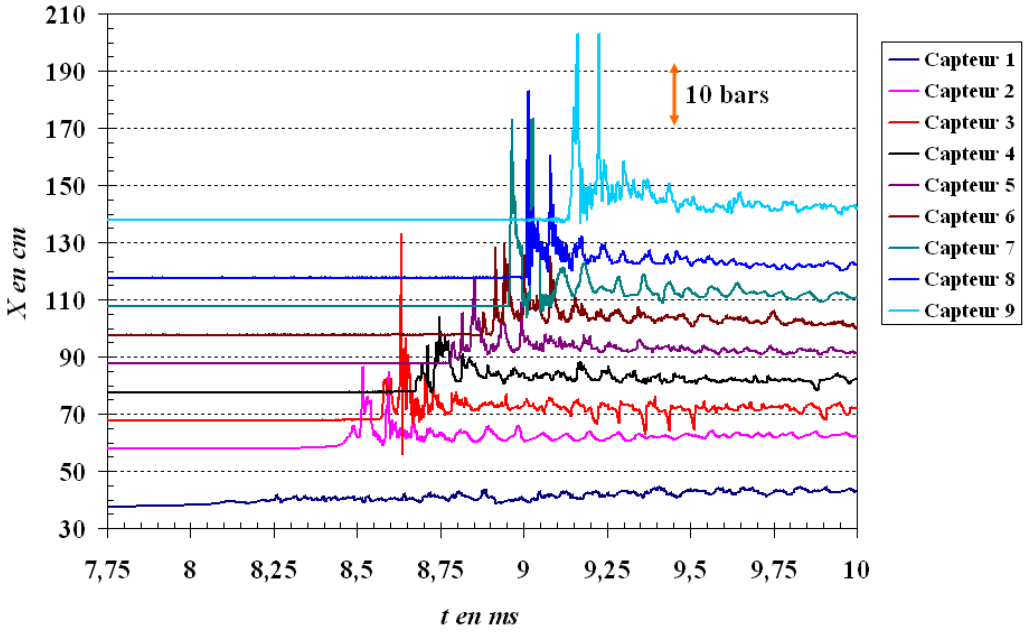


Figure IV. 1: Exemple d'enregistrements de pression au cours de la *TDD* - Φ=1,1, *x*=0,8- *D.I*=52 mm - Spirale en cuivre de 1,5 m de long

Nous observons des profils de pression correspondant à une propagation de flamme fortement accélérée jusqu'au second capteur. Puis l'apparition d'une onde de choc dès ce capteur, situé à 60 cm à partir de l'allumage. La flamme atteint le régime de blocage thermique entre les 3ème et 4ème capteurs. Sa vitesse mesurée est de l'ordre de 980 m/s. Elle correspond quasiment à celle du son dans les produits de combustion isobare adiabatique pour le mélange considéré. L'initiation de la détonation semble s'opérer après le 7ème capteur. La célérité moyenne entre les 7ème et 8ème capteurs est d'environ 1880 m/s, supérieure à $\boldsymbol{D_{CJ}}$ =1877 m/s. Les amplitudes de pics de pression indiquées par les 7ème, 8ème et 9ème capteurs sont de l'ordre de 65 bars, 4 fois plus élevées que $\boldsymbol{P_{CJ}}$. Enfin, l'onde de détonation quitte la spirale, la célérité atteinte au fond du tube est de 1873 m/s. Comme nous avons dit dans le 1er chapitre, deux capteurs de pression placés au fond du tube nous permettent d'y observer une

détonation autonome et stationnaire. Par souci de clarté, nous n'avons pas reporté sur la **Figure IV.1** les profils de pression correspondant à ces 2 positions.

Le signal de pression obtenu sur le 2ème capteur présente des oscillations de fortes amplitudes après le passage du choc de tête, liées à l'interaction choc-spire suivies d'un palier d'amplitude de l'ordre 0,35$\boldsymbol{P_{CJ}}$, soit 6 bars. Ce palier se maintient plus ou moins longtemps compte tenu des pertes au niveau des obstacles et de la dérive thermique du capteur.

IV.1.2 Diagramme de marche (*t*, X)

Un exemple de diagrammes de marche (*t*, X), obtenus à partir des enregistrements de pression, est présenté sur la **Figure IV.2** pour le mélange Φ=1,1, *x*=0,8. Il montre une bonne reproductibilité des résultats par conséquent du processus de la ***TDD*** pour 3 essais avec des conditions initiales fixées. La flamme est fortement accélérée par les obstacles dès sa formation. Aussi, de petites perturbations dues aux écarts des conditions initiales sont rapidement contrôlées et dominées par les effets d'amplification de turbulence et de compression liée à la présence d'obstacles. Cela peut expliquer la faible dispersion observée entre les essais.

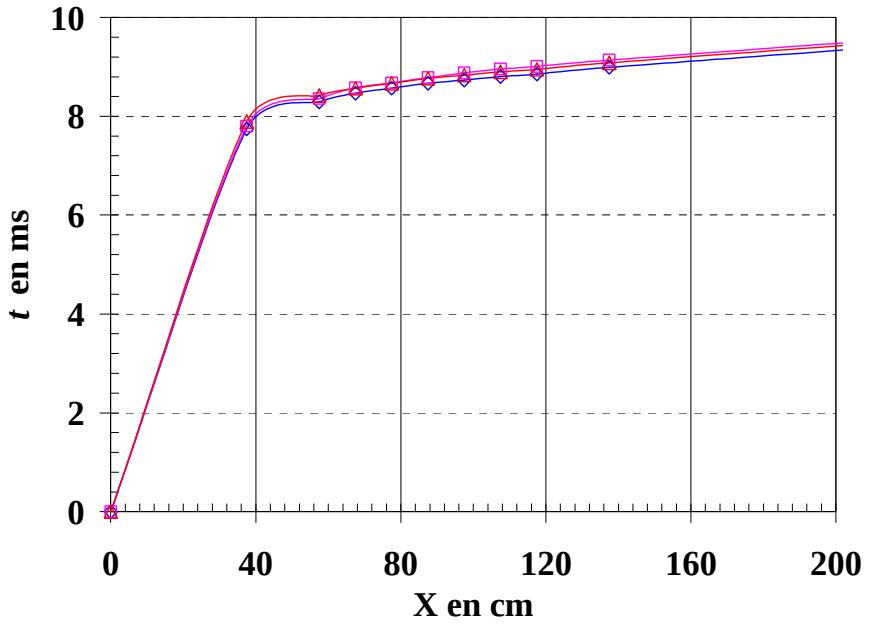


Figure IV. 2: Diagramme de marche (*t*, X) au cours de la *TDD* - Φ=1,1, *x*=0,8- *D.I*= 52 mm - Spirale en cuivre de 1,5 m de long

La détermination de la longueur et du temps de ***TDD*** L_{TDD} à partir de ces diagrammes passe par la comparaison des pentes de tangentes à ces courbes à 1/(0,8$\boldsymbol{D_{CJ}}$) compte tenu du critère que nous allons discuter plus loin. Ainsi, pour l'exemple donné, L_{TDD}=118 cm et t_{TDD}=8,95 ms.

IV.1.3 Diagramme de vitesse (V, X)

Nous avons calculé la célérité moyenne de la flamme, de l'onde de choc de tête ou de l'onde de détonation entre deux capteurs à partir de leurs temps d'arrivée sur ces capteurs et la distance séparant les capteurs. Pour établir les diagrammes (V, X), ces célérités sont représentées en fonction de la position moyenne des capteurs. Compte tenu du nombre de capteurs mis en œuvre par essai, nous obtenons 9 points sur la section de mesure de longueur de 2 m. Nous donnons sur les **Figures IV.3, 4** et **5** des exemples de diagrammes (V, X) établis pour trois mélanges binaires (Φ=1,1; *x*=0,9, 0,7 et 0,5) de détonabilités différentes. Pour chaque valeur de *x*, nous avons présenté les résultats de 3 essais et leurs moyennes en rouge.

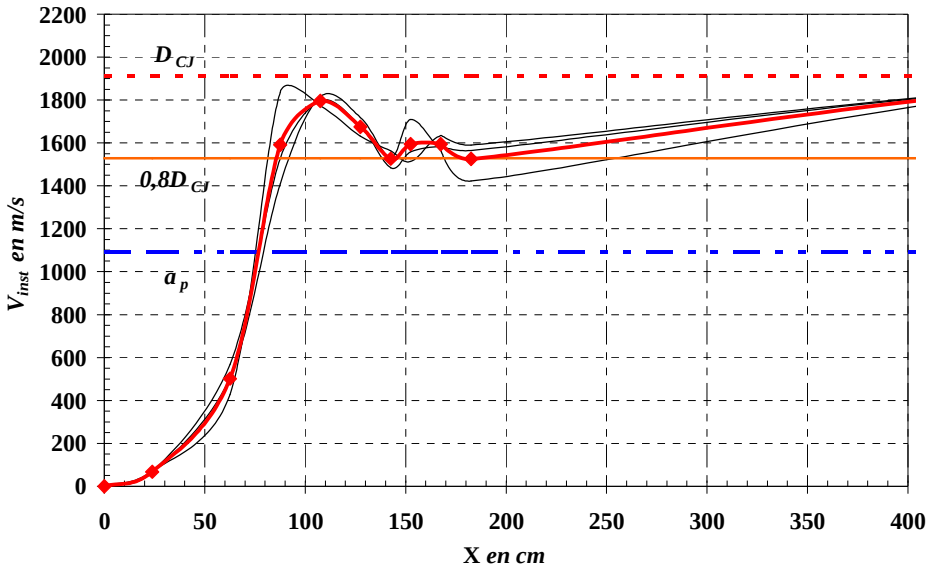


Figure IV. 3: Diagramme de vitesse (V, X) - Φ=1,1, *x*=0,9- *D.I*=52 mm- Spirale en cuivre de 2,1 *m* de long

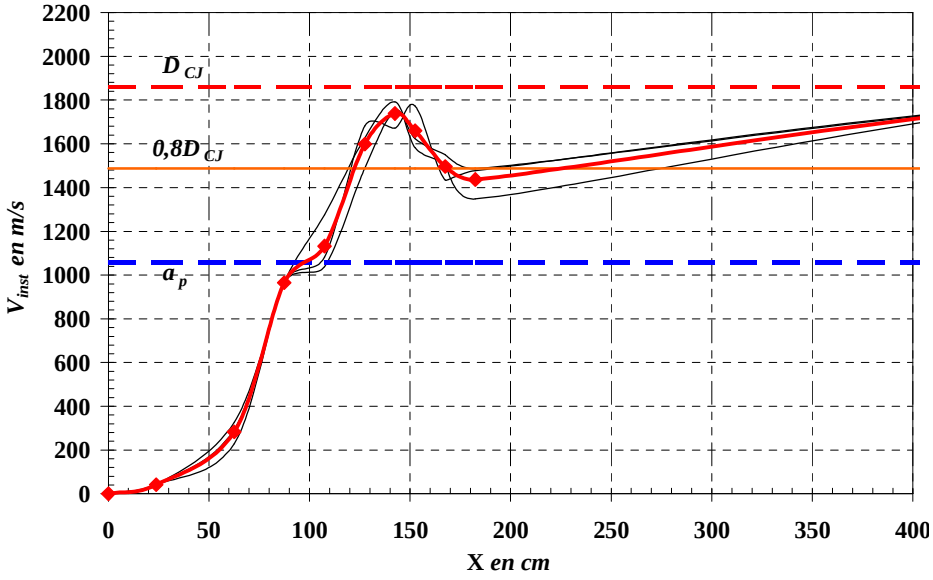


Figure IV. 4: Diagramme de vitesse (V, X) - Φ=1,1, *x*=0,7 - *D.I*=52 mm - Spirale en cuivre de 2,1 *m* de long

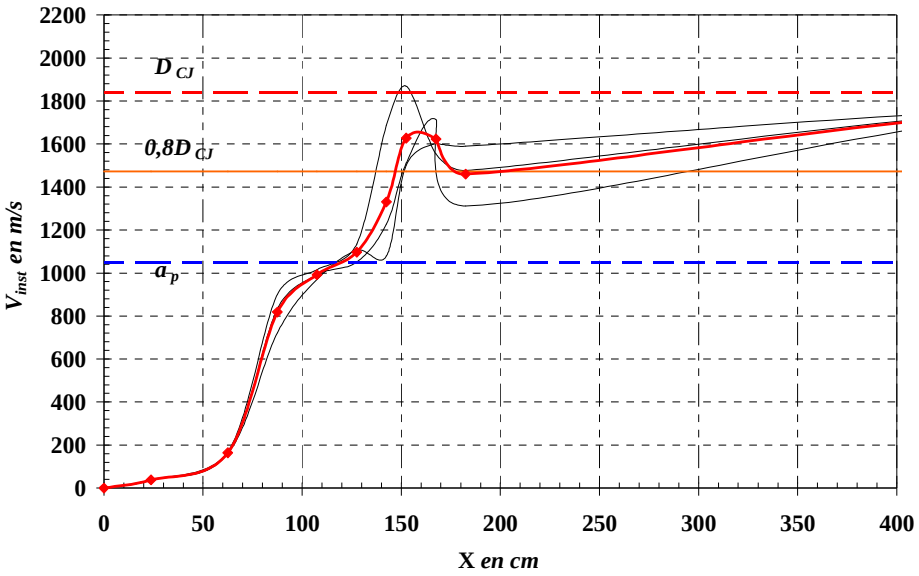


Figure IV. 5: Diagramme de vitesse (V, X) - Φ=1,1, *x*=0,5 - *D.I*=52 mm- Spirale en cuivre de 2,1 *m* de long

De l'analyse de ces figures, nous voyons que les essais sont reproductibles et que la courbe moyenne est fidèle aux variations et aux niveaux de vitesse enregistrés dans chacun des essais. Les trois figures semblent indiquer les mêmes phases de propagation:

- une phase de propagation de flamme accélérée avant l'apparition du choc de tête. La durée et les niveaux de vitesse en fin de ce régime dépendent des caractéristiques intrinsèques des mélanges telles que la célérité laminaire de la flamme. En effet, lorsque *x* augmente, la durée diminue et le niveau de vitesse augmente.

- une phase de très forte accélération jusqu'au régime de blocage thermique. Cette partie du diagramme correspond probablement à la propagation du choc de tête. Pour *x*=0,9, la distance pour atteindre le régime de blocage thermique est de l'ordre de 75 cm, mais elles sont d'environ 100 et 120 cm pour *x*=0,7 et *x*=0,5, respectivement.

- la transition du régime blocage thermique à la détonation. Cette transition peut être directe comme c'est le cas de *x*=0,9. Pour *x*=0,7 et 0,5, les diagrammes présentent un plateau plus ou moins marqué à l'état du blocage thermique. Ce comportement, déjà observé par Sorin (2005), est lié aux conditions thermodynamiques derrière l'onde de choc (pression $\mathbf{P_c}$ et température $\mathbf{T_c}$). Le temps d'induction augmente lorsque *x* diminue. Le temps d'induction derrière le choc étant encore trop long, le système choc-flamme subsiste plus longtemps.

- le régime de détonation. Plus précisément, une quasi détonation est d'abord établie dans la spire avec une vitesse de propagation en sortie de spire d'environ $0{,}80\boldsymbol{D_{CJ}}$ compte tenu des pertes thermiques et de quantité des mouvements consécutives à

l'interaction continue de l'onde de détonation avec la spirale. Elle ré accélère à la sortie de la spire et atteint le régime de détonation autonome stationnaire en fin de tube.

IV.1.4 Détermination de L_{TDD} et t_{TDD}

En général, nous pouvons détecter si la flamme transite du régime de la déflagration lente jusqu'à celui de la détonation par plusieurs moyens tels que la méthode des traces de suie le long du parcours de la flamme, les diagrammes de marche (*t*, X) ou de célérité locale (V, X) au cours de la propagation de la flamme établis à l'aide d'enregistrements de pression. En mettant en place une plaque recouverte de noir de suie au-dessous de la spirale dans un tube de faible diamètre, Sorin et al. (2005) ont mis en évidence que la ***TDD*** avait lieu lorsque la célérité de choc de tête à la sortie de la spirale $\boldsymbol{D_{spire}}$ était de l'ordre de 0,85$\boldsymbol{D_{CJ}}$.

Mélange	D_{CJ} (*m/s*)	D_{spire} (*m/s*)	D_{spire}/D_{CJ}	L_{TDD} (*cm*)	t_{TDD} (*ms*)	a_0 (*m/s*)	L_{tot}/a_0 (*ms*)
Φ=0,7, *x*=0,95	**1749**	**1372**	**0,78**	**126**	**10,07**	**370,8**	**23,46**
Φ=0,8, *x*=0,85	**1774**	**1380**	**0,78**	**137**	**12,9**	**358,2**	**24,29**
Φ=0,9, *x*=0,75	**1804**	**1427**	**0,79**	**161**	**14,46**	**351,7**	**24,74**
Φ=1,0, *x*=0,70	**1834**	**1337**	**0,73**	**133**	**12,85**	**349,7**	**24,88**
Φ=1,1, *x*=0,50	**1841**	**1553**	**0,84**	**144**	**15,57**	**342,7**	**25,39**
Φ=1,3, *x*=0,75	**1890**	**1537**	**0,81**	**170**	**12,66**	**351,4**	**24,76**
Φ=1,5, *x*=0,85	**1925**	**1638**	**0,85**	**158**	**14,74**	**369,7**	**23,54**
Φ=1,6, *x*=0,90	**1957**	**1600**	**0,82**	**179**	**13,88**	**382,8**	**22,73**
Φ=1,8, *x*=0,95	**2017**	**1628**	**0,81**	**159**	**14,2**	**407,2**	**21,37**

Tableau IV. 1: Longueur et temps de transition (L_{TDD} et t_{TDD}), célérité *CJ* (D_{CJ}), célérité mesurée à la sortie de la spirale (D_{spire}), célérité du son dans les gaz frais au repos (a_0), longueur totale du tube (L_{tot}) et temps (L_{tot}/a_0) nécessaire aux ondes de pré-compression pour atteindre le fond fermé du tube

Ainsi, il y a lieu de vérifier que la ***TDD*** se produit dans les mélanges binaires H_2/C_3H_8/Air selon le critère proposé par Sorin et al. (2005). Pour cela, nous comparons dans le **Tableau IV.1**, la célérité mesurée à la sortie de la spire $\boldsymbol{D_{spire}}$ à $\boldsymbol{D_{CJ}}$ dans les conditions les plus pénalisantes pour la ***TDD***. Les mélanges considérés correspondent à la composition limite à richesse fixée pour laquelle la ***TDD*** a été observée. La spire de 2,1 m de long est utilisée pour favoriser et maintenir le déficit de célérité. Les résultats montrent que le rapport $\boldsymbol{D_{spire}/D_{CJ}}$ varie entre 73% et 85%. Ce déficit est en moyenne d'environ 80%. Nous pensons qu'une estimation réaliste de la longueur de ***TDD***, L_{TDD}, dans notre cas, serait de considérer que la ***TDD*** a lieu au point de célérité 0,80$\boldsymbol{D_{CJ}}$ lors du passage du régime du blocage thermique à la détonation sur le diagramme (V, X). Les **Figures IV. 3, 4** et **5** montrent bien un déficit de célérité de 20% par rapport à $\boldsymbol{D_{CJ}}$ à la sortie de la spire de longueur de 2,1 m. Les longueurs de transition déduites sur la base de ce critère sont L_{TDD}=87 cm pour *x*=0,9, L_{TDD}=122 cm pour *x*=0,7, et L_{TDD}=144 cm pour *x*=0,5, respectivement.

En outre, nous comparons dans le **Tableau IV.1**, le temps de ***TDD***, t_{TDD}, au temps L_{tot}/a_0 mis par la première onde de compression pour atteindre le fond du tube, afin de nous assurer que les ondes de compression réfléchies par le fond n'interviennent pas dans le processus de ***TDD***. a_0 est la célérité du son dans les gaz frais. Les rapports $L_{tot}/D.I$ de longueur du tube au diamètre intérieur (***D.I***) de 52 mm ou de 92 mm sont de l'ordre de 170 et 130. Les résultats montrent que t_{TDD} est toujours inférieur à L_{tot}/a_0. La ***TDD*** a lieu toujours avant que la première onde de compression n'atteigne le fond. Par conséquent, le fond fermé du tube n'influence pas l'initiation de la ***TDD***. t_{TDD} est déterminé à partir des diagrammes de marche (t, X), connaissant la longueur de transition L_{TDD}.

IV.1.5 Effet de la spirale sur la *TDD*

Comme nous l'avons décrit dans le 1er chapitre, les obstacles jouent un rôle très important au cours du processus de l'accélération de la flamme (***AF***) et de la ***TDD***. Aussi, nous avons cherché à déterminer les effets de la longueur et de la nature des spirales sur ces processus.

Nous avons effectué plusieurs essais pour trois mélanges binaires (Φ=1,0; x=0,95, x=0,8 et x=0,7) dans le tube de ***D.I***=52 mm en présence d'une spirale en cuivre de longueurs variables de 0,2 à 4,3 m dans l'objectif d'examiner l'effet de la longueur de spirale sur les processus décrits au-dessus. En réduisant la longueur de la spirale, nous répétons des expériences pour chacun des mélanges donnés jusqu'à ne plus observer de ***TDD***. Ainsi, nous obtenons la longueur minimum nécessaire de la spirale pour observer la ***TDD***.

En outre, quelques essais ont été effectués pour examiner l'influence de la nature, cuivre ou acier, des spirales mises en œuvre au cours des expériences sur les processus de l'accélération de la flamme et de la ***TDD*** dans le tube cylindrique de ***D.I***=52 mm ou 92 mm. Les mélanges binaires Φ=1,1; $0,5 \leq x \leq 1,0$ sont alors examinés dans ces deux tubes.

IV.1.5 a Effet de la longueur de spire

La **Figure IV.6** présente les résultats sur les diagrammes de vitesse (V, X) pour les trois mélanges Φ=1,0; x=0,95, x=0,8 et x=0,7 dans le tube de ***D.I***=52 mm en présence de la spirale en cuivre de longueurs variables de 0,2 à 1,5 m. Nous pouvons conclure que:

- pour le mélange Φ=1,0, x=0,95, nous avons observé la ***TDD*** lorsque la longueur de la spirale $\boldsymbol{L_{spire}}$ est égale à 0,5 m. En revanche, la ***TDD*** n'est pas observée avec une spirale de longueur 0,2 m. La flamme n'est pas suffisamment accélérée et le régime de blocage thermique n'est pas atteint, parce que la spire est trop courte.

- pour les mélanges Φ=1,0; *x*=0,8 et *x*=0,7, nous avons obtenu la ***TDD*** lorsque la longueur $\boldsymbol{L_{spire}}$ de la spirale est égale à 1,5 m (échec avec $\boldsymbol{L_{spire}}$ égale ou inférieure à 0,7 m).

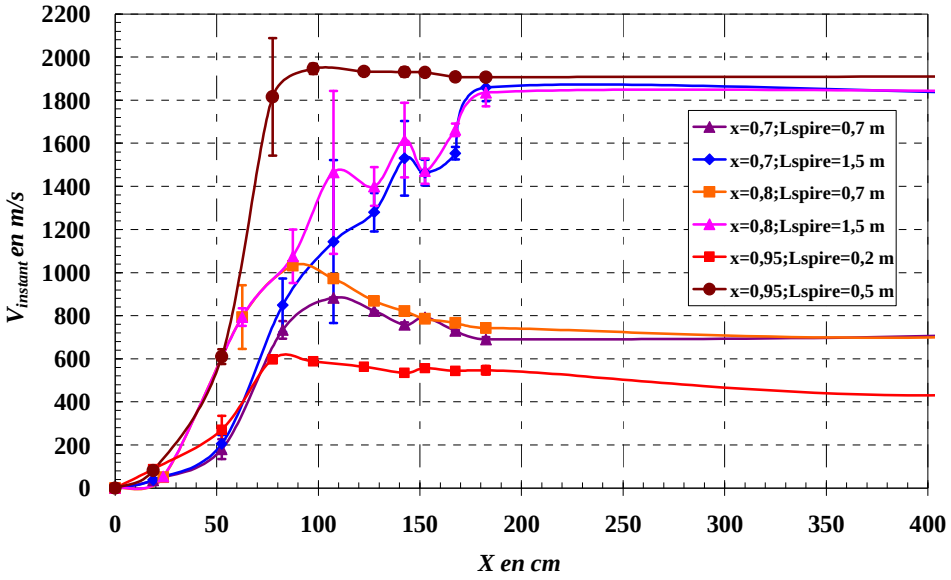


Figure IV. 6: Diagramme de vitesse (V, X) - Φ=1,0; *x*=0,95, *x*=0,8 et *x*=0,7 - *D.I*=52 mm- Spirale en cuivre de longueurs variables de 0,2 à 1,5 *m*

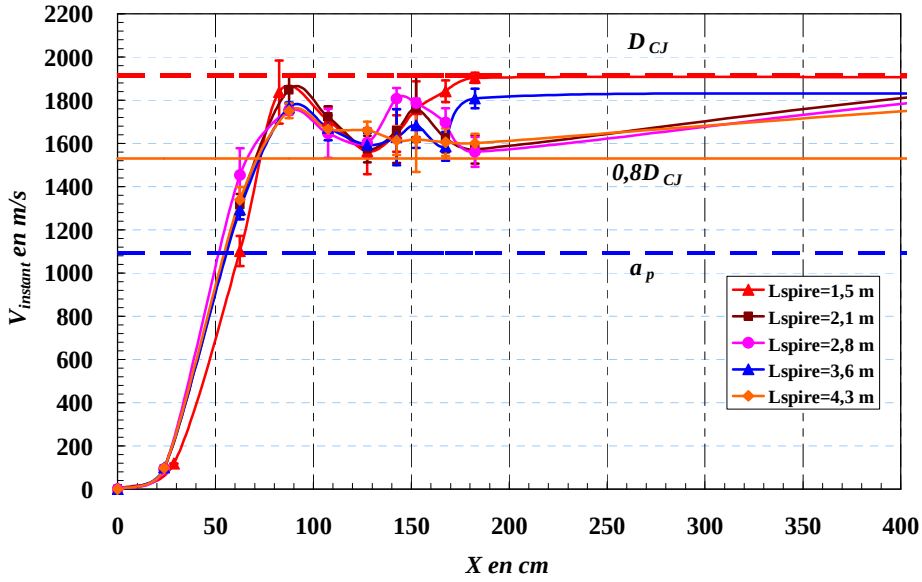


Figure IV. 7: Diagramme de vitesse (V, X) - Φ=1,0; *x*=0,95 - *D.I*=52 mm- Spirale en cuivre de longueurs variables de 1,5 à 4,3 *m*

Les diagrammes de vitesse (V, X) présentés sur les **Figures IV.7, 8** et **9** sont les résultats des essais avec des spirales de longueurs variables de 1,5 à 4,3 m. Ils ne montrent pas d'effet sensible de la longueur de la spire sur la longueur de ***TDD***, L_{TDD}, ainsi que sur la distance d'obtention du régime de blocage thermique, quelque soit la sensibilité du mélange. En revanche, après la ***TDD***, de fortes oscillations de la célérité sont observées. Elles sont la conséquence de l'interaction entre l'onde de choc (ou de détonation) et la spirale. L'onde de

détente consécutive au passage de la détonation par la spirale va affaiblir celle-ci et la ralentir. Les pertes thermiques et de quantité de mouvement perdurent sur toute la longueur de la spirale. Cela conduit à la réduction de la célérité locale, inférieure à $\boldsymbol{D_{CJ}}$. Dès que la longueur de la spirale est supérieure à celle minimale pour l'obtention de la ***TDD***, des oscillations et des déficits de la célérité du choc de tête ont lieu dans la spirale.

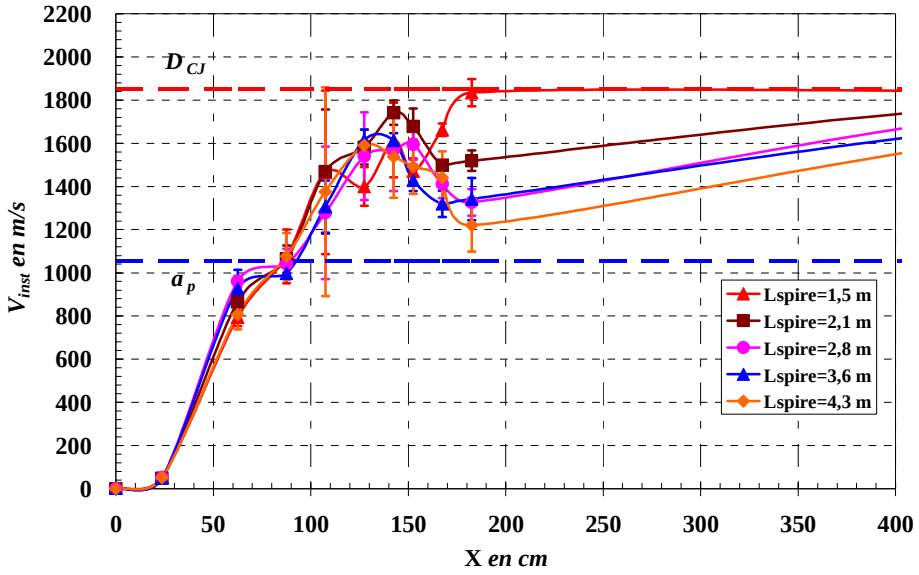


Figure IV. 8: Diagramme de vitesse (V, X) - Φ=1,0; *x*=0,8 - *D.I*=52 mm- Spirale en cuivre de longueurs variables de 1,5 à 4,3 *m*

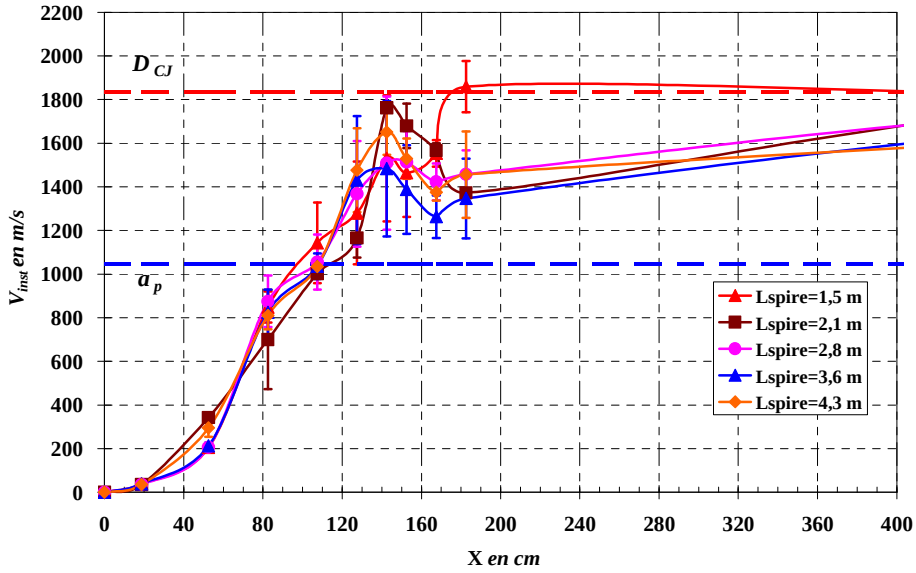


Figure IV. 9: Diagramme de vitesse (V, X) - Φ=1,0; *x*=0,7 - *D.I*=52 mm- Spirale en cuivre de longueurs variables de 1,5 à 4,3 *m*

Ainsi, l'évolution de la célérité du choc ou de détonation mesurée à la sortie de la spirale $\boldsymbol{D_{spire}}$ est présentée sur la **Figure IV.10** en fonction de la longueur de la spirale $\boldsymbol{L_{spire}}$ (0,5 m≤ $\boldsymbol{L_{spire}}$≤4,3 m) et pour différents mélanges Φ=1,0; *x*=0,95, *x*=0,8 et *x*=0,7. Dans le cas de *x*=0,95 et d'une spire de longueur $\boldsymbol{L_{spire}}$=0,5 m, nous voyons que la célérité locale de choc

$\boldsymbol{D_{spire}}$ varie de 600 à 1000 m/s qui est quasiment comparable à celle du son dans les produits de combustion isobare. La ***TDD*** est obtenue dans la spire. Ce mélange possède une sensibilité élevée. Comme nous l'avons observée dans le chapitre précédent, la détonabilité du mélange est gouvernée par l'hydrogène. La flamme peut encore s'accélérer jusqu'à l'état du blocage thermique et à celle de la ***TDD***. Lorsque la détonation se forme dans la spirale, on note une augmentation de célérité locale à la sortie de la spirale de différentes longueurs (0,5 m≤ $\boldsymbol{L_{spire}}$≤4,3 m). Cette célérité varie de 1420 à 1831 m/s pour x=0,95, de 1476 à 1600 m/s pour x=0,8, et de 1300 à 1600 m/s pour x=0,7. Cependant, le rapport entre la moyenne de célérité en fin de spirale $\boldsymbol{D_{spire}}$ et $\boldsymbol{D_{CJ}}$ est de l'ordre de 0,80, ce qui correspond au critère que nous avons adopté pour déterminer la longueur de ***TDD*** L_{TDD}.

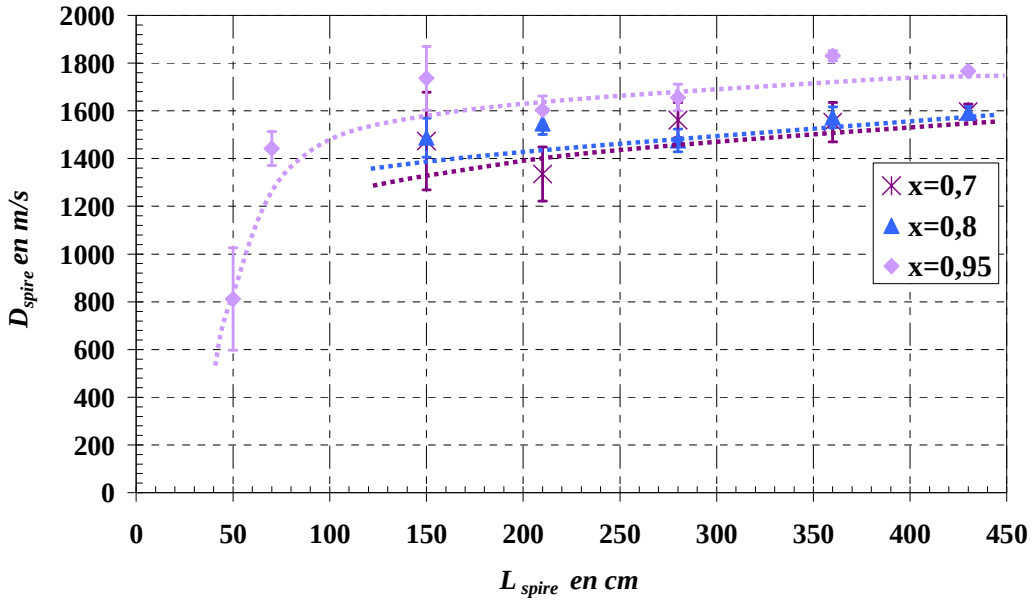


Figure IV. 10: Célérité de la flamme, de l'onde choc ou de détonation en sortie de spirale D_{spire} en fonction de la longueur de la spirale en cuivre - $D.I$=52 mm - Φ=1,0; x=0,95, x=0,8 et x=0,7

En mettant en place une coquille en inox au fond du tube, nous avons obtenu les informations sur la taille λ de cellule du front de détonation pour les trois mélanges étudiés dans ce tube en présence des spirales de différentes longueurs. La variation de la taille λ de la cellule de détonation est présentée sur la **Figure IV.11** en fonction de la longueur de la spirale. L'analyse de cette figure nous permet d'observer que, quelque soit la longueur de la spirale, la taille λ de la cellule de détonation est inchangée. Cela signifie que l'onde de détonation formée atteint, au fond du tube, le même régime de propagation. C'est le régime de détonation stationnaire et autonome comme nous l'avons vérifié à partir des mesures de célérité.

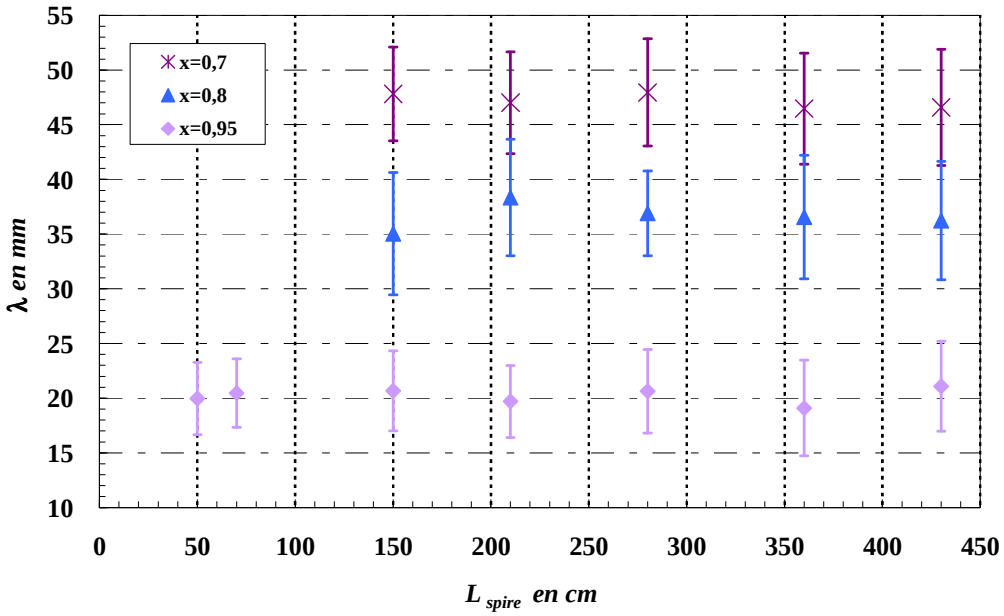


Figure IV. 11: Variation de la taille λ de la structure de détonation en fonction de la longueur de spire - *D.I*=52 mm - Φ=1,0; *x*=0,95, *x*=0,8 et *x*=0,7

Après avoir discuté les résultats pour les trois mélanges dans le tube de ***D.I***=52 mm en présence de spirale de différentes longueurs, nous pouvons synthétiser nos observations (cf. **Figure IV.12**). D'après cette figure, nous nous rendons compte que si la longueur minimale de la spirale pour obtenir la ***TDD*** est respectée, l'augmentation de la longueur de la spirale n'influence pas la localisation de la ***TDD***, mais engendre plus de pertes thermiques et de quantité des mouvements provoquées par l'interaction entre le choc de tête (ou la détonation) et la spirale. Cela conduit à une réduction de la célérité locale de détonation. Pour ces trois mélanges que nous avons choisis, la célérité à la sortie de la spirale $\boldsymbol{D_{spire}}$ est d'environ 0,80$\boldsymbol{D_{CJ}}$. Les mesures des longueurs de la ***TDD***, L_{TDD}, pour ces trois mélanges sont de l'ordre de 70 cm, 110 cm et 133 cm, respectivement. En outre, les longueurs minimum nécessaires de la spirale pour obtenir la ***TDD*** sont de 50 cm, 150 cm et 150 cm, respectivement. Il semble que la longueur de la ***TDD*** , L_{TDD}, est quasiment comparable à celle minimale de la spirale. Ainsi, lorsque la longueur de la spirale est supérieure ou égale à celle minimale, nous pouvons observer la ***TDD***. Comme l'ont déjà observé Higgins et al. (2001) et Sorin et al. (2005) sur des mélanges simples, la longueur de spirale n'influence pas de manière observable la ***TDD***.

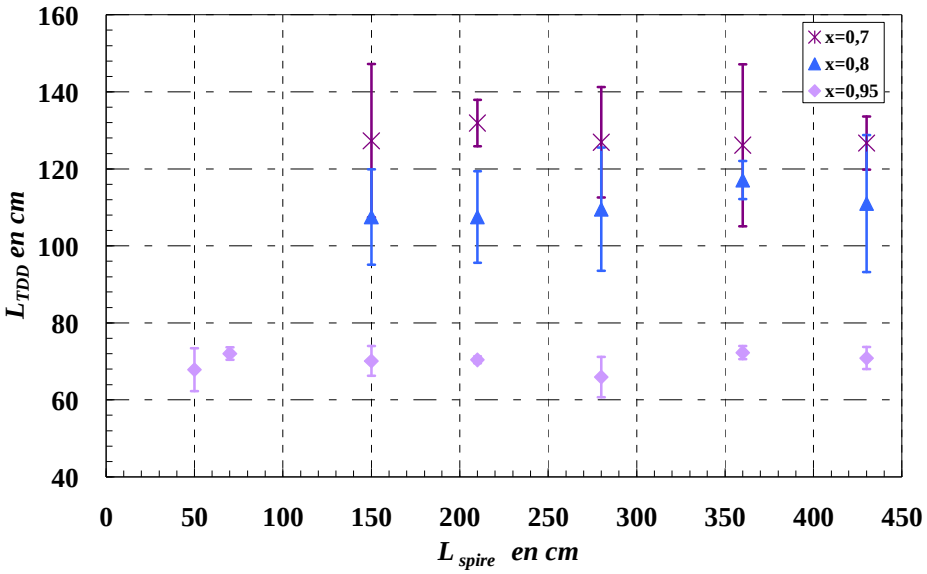


Figure IV. 12: Variation de la longueur de *TDD*, L_{TDD}, en fonction de la longueur de la spirale - *D.I*=52 mm - Φ=1,0; *x*=0,95, *x*=0,8 et *x*=0,7

En résumé, selon la longueur de spirale au cours du processus de l'accélération de la flamme et de la ***TDD***, nous avons identifié 3 types de comportements de la propagation de la flamme (cf. **Figure IV.13**):

- **Cas 1**: si la longueur de la spirale est quasiment égale à la longueur minimum nécessaire pour observer la ***TDD***, une onde de détonation forte avec une célérité supérieure à D_{CJ} dans une période de temps court est observée. La détonation forte rattrape le choc de tête dans le milieu frais amont. Enfin, elle relaxe vers D_{CJ}.

- **Cas 2**: si la spirale est plus longue que celle minimum pour obtenir la ***TDD***. La longueur de la spirale n'influence pas de longueur de la ***TDD***, autrement dit la transition en détonation se situe à la même abscisse que celle dans le 1er cas. Néanmoins, l'augmentation de la longueur de la spirale conduit à des oscillations significatives de célérité de choc ou de détonation. La célérité dans la spirale est constamment inférieure à D_{CJ}, ce qui est considérée comme la conséquence des pertes thermiques et de quantité des mouvements résultant de l'interaction entre l'onde de détonation et la spirale.

- **Cas 3**: si la spirale est plus courte que celle minimum nécessaire, nous ne pouvons pas observer de phénomène de la ***TDD***. Par la suite, le système choc–flamme se découple et sa célérité décroit de façon progressive dans le tube. Le fait que le tube n'est pas assez long et rugueux ne permet pas la ré-accélération naturelle de la flamme jusqu'à l'initiation de la détonation.

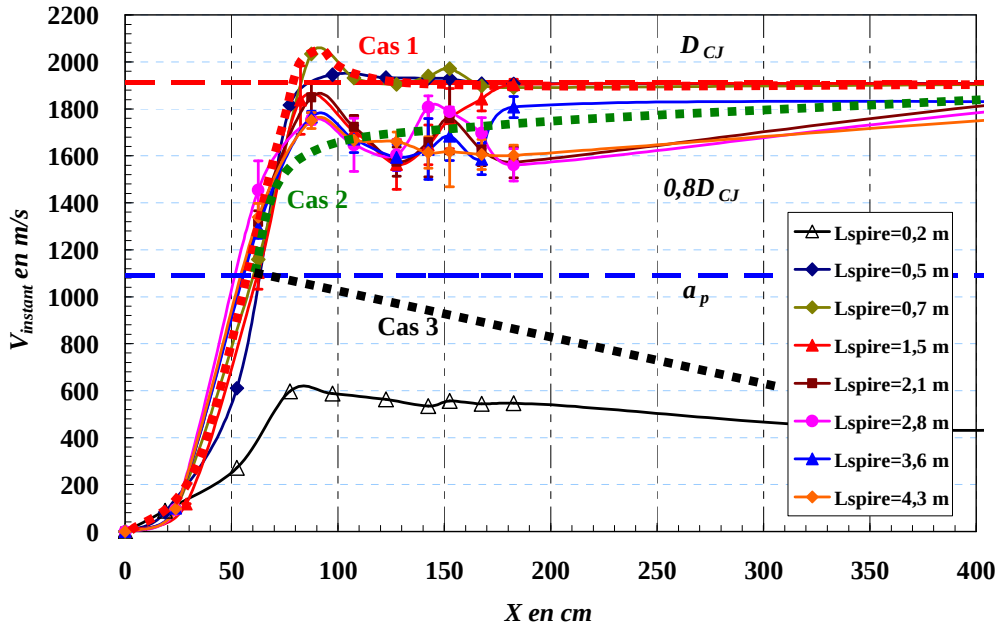


Figure IV. 13: Variation de la célérité de choc de tête en fonction de l'abscisse à partir de l'allumage - Φ=1,0; *x*=0,95 - *D.I*=52 mm - Spirale de longueur variant de 0,2 à 4,3 m

Enfin, il est à noter que pour les mélanges binaires considérés (Φ=1,0; *x*=0,8 et *x*=0,7), les longueurs d'obtention de la ***TDD***, L_{TDD}, sont d'environ 110 et de 130 cm, respectivement. Ces dernières sont légèrement inférieures aux longueurs minimums de la spirale, 150 cm, que nous avons utilisée au cours de nos expériences.

IV.1.5 b Effet de la nature de spire

Compte tenu des déficits de célérité observés dans les résultats précédents liés à la présence de la spire, nous avons réalisé quelques essais pour évaluer qualitativement les effets de la nature de la spirale sur le processus de l'accélération de la flamme et de la ***TDD***. Pour cela, nous avons utilisé 2 spirales de matériaux différents:

- un matériau très conducteur de la chaleur: spirale en tube cuivre creux.
- un moins conducteur mais massif: spirale en tube acier plein.

Des essais ont été effectués pour les mélanges, Φ=1,1 et 0,5≤*x*≤1,0, dans le tube de ***D.I***=52 ou 92 mm aux **CNPT**. Les longueurs de la spirale sont fixées à 1,5 et 3 m, respectivement. Nous présentons les diagrammes de vitesse (V, X) obtenus dans le tube de ***D.I***=52 mm sur la **Figure IV.14** et dans le tube de ***D.I***=92 mm sur la **Figure IV.15**.

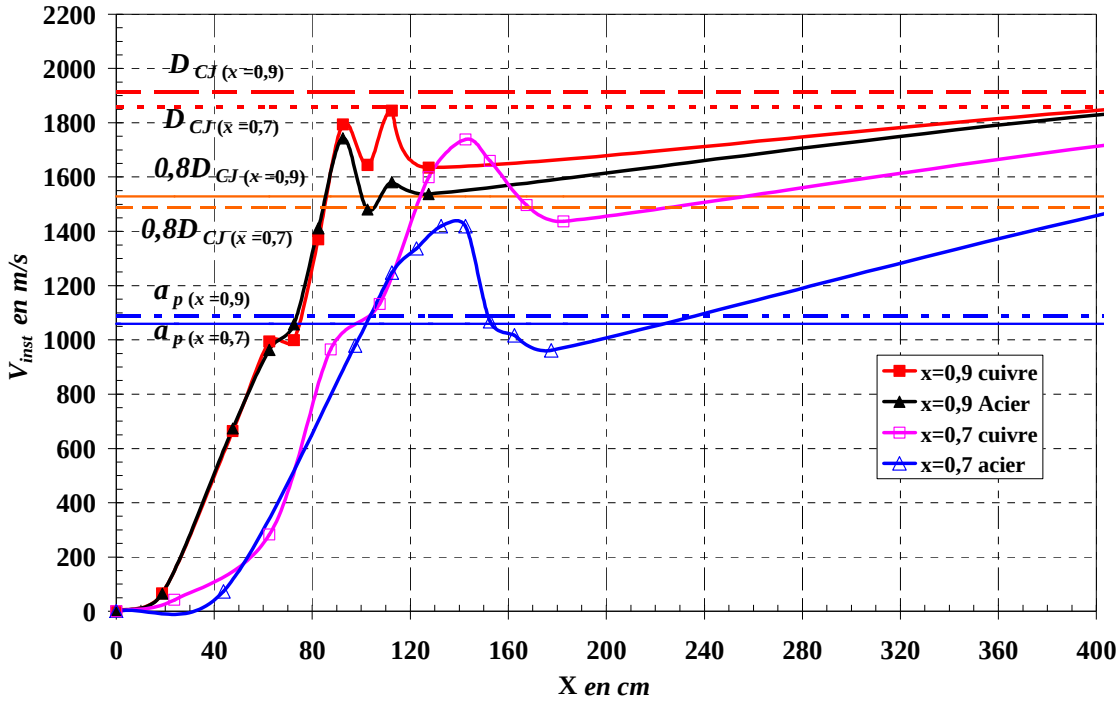


Figure IV. 14: Evolution de la célérité locale de la flamme et du choc de tête en fonction de l'abscisse à partir d'allumage - *D.I*=52 mm - Spirales de différentes natures (cuivre creux et acier pleine) - Φ=1,1; *x*=0,9 et 0,7

Pour ***D.I***=52 mm, nous ne notons pas d'effet significatif sur l'évolution de la célérité de choc de tête avant la ***TDD***. Les régimes de blocage thermique et de ***TDD*** sont atteints quasiment à la même abscisse, respectivement, bien qu'une légère augmentation de L_{TDD} pour *x*=0,7 en présence de la spire en acier est observée. En revanche, après la ***TDD***, le déficit de la célérité par rapport à D_{CJ} est plus important avec la spirale en acier. D'après cette figure, pour *x*=0,9, la célérité oscille entre 1400 et 1900 m/s dans la spirale en cuivre et entre1450 et 1700 m/s dans la spirale en acier. Ces effets sont plus marqués pour le mélange moins détonant *x*=0,7. Notons enfin que pour *x*=0,6 et *x*=0,5, nous n'avons pas observé de ***TDD*** avec la spire en acier dans ce tube.

Pour ***D.I***=92 mm, l'effet de la nature sur la phase de pré-détonation est plus évident. La **Figure IV.15** nous permet d'obtenir des diagrammes de même allure en revanche bien distinctes. La phase de pré-détonation est allongée. Les courbes correspondant aux essais avec spirale en acier sont retardées par rapport à celles du cuivre. Ces retards augmentent lorsque la détonabilité du mélange diminue. En particulier, pour *x*=0,5 (cf la **Figure IV.16**), la distance au régime de blocage thermique est de l'ordre de 150 cm avec le cuivre et de 260 cm avec l'acier. Les distances de ***TDD*** sont, quant à elles, de 160 cm et de 300 cm, respectivement. Dans ce cas, avec la spire en acier, les ondes de compression réfléchies par le fond du tube participent au processus d'accélération de la flamme. Après la ***TDD***, comme nous l'avons observé dans le tube de ***D.I***=52 mm, le déficit de célérité de choc de tête est plus important dans la spire en acier.

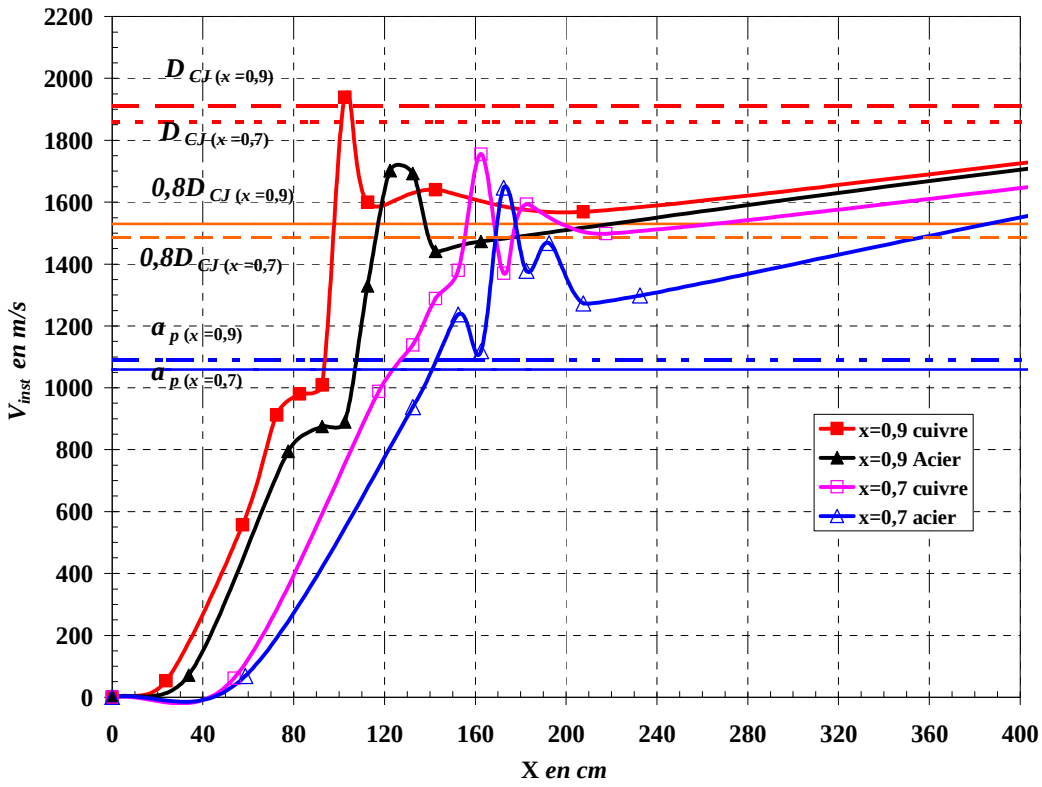


Figure IV. 15: Evolution de la célérité locale de l'onde de flamme et de choc de tête des mélanges binaires (Φ=1,1; *x*=0,9 et 0,7) en fonction de l'abscisse à partir d'allumage dans le tube de *D.I*=92 mm muni de spirales de différentes natures (cuivre creuse et acier plein)

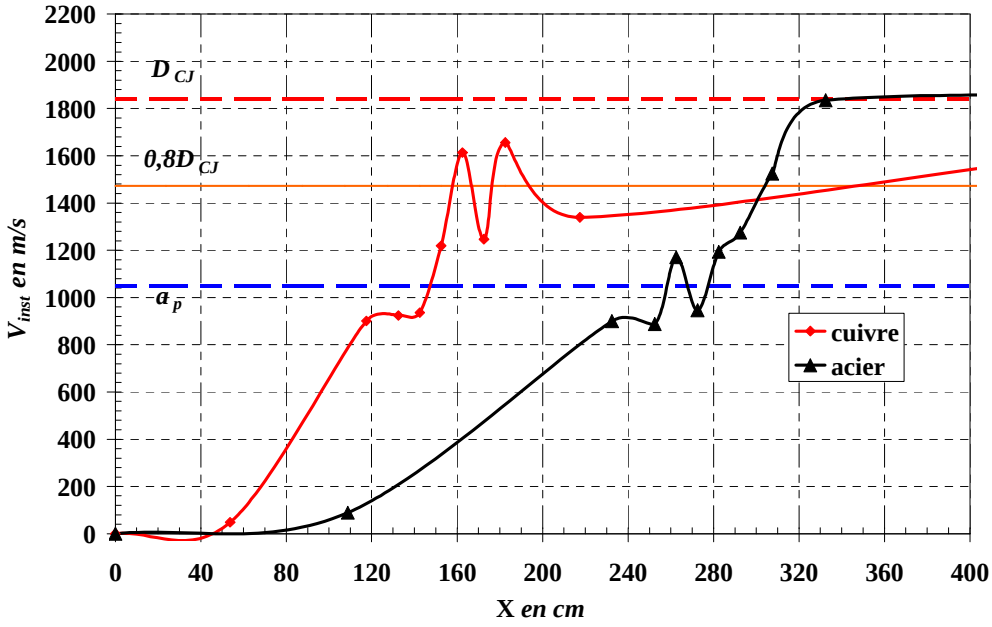


Figure IV. 16: Evolution de la célérité locale de la flamme et du choc de tête en fonction de l'abscisse à partir d'allumage - *D.I*=92 mm - Spirales de différentes natures (cuivre creuse et acier plein) - Φ=1,1; *x*=0,5)

Ainsi, nous résumons l'effet de la nature de la spire sur la distance de la ***TDD***, L_{TDD}. La **Figure IV.17** montre l'évolution de $\boldsymbol{L_{TDD}}$ en fonction de la fraction molaire ***x*** de

l'hydrogène. D'après cette figure, nous voyons que pour un diamètre fixé, la longueur de ***TDD***, L_{TDD}, obtenue avec la spirale en acier est toujours plus élevée qu'avec la spirale en cuivre. Cette différence est plus marquée dans le tube de ***D.I***=92 mm.

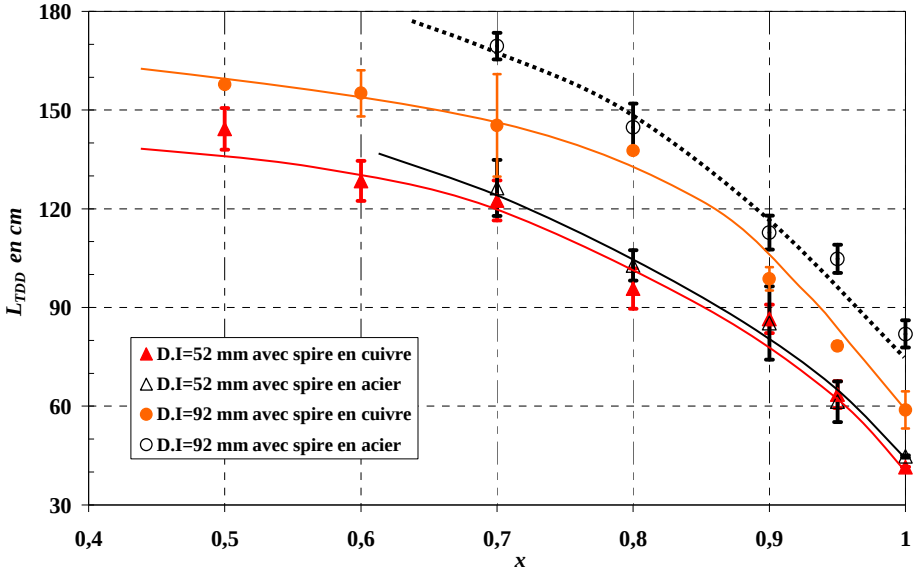


Figure IV. 17: Variation de la longueur de *TDD*, L_{TDD}, en fonction de la fraction molaire *x* d'hydrogène - Φ=1,1; 0,5≤*x*≤1,0 - *D.I*=52 et 92 mm - Longueur spirale =1,5 ou 3 m

La comparaison de la longueur de ***TDD***, L_{TDD}, obtenue dans le même tube en présence de spirale en cuivre et à celle mesurée avec la spirale en acier (cf. la **Figure IV.18**) montre que le rapport $(L_{TDD})_{Acier}/(L_{TDD})_{Cuivre}$ varie autour de 1,0 pour le tube de ***D.I***=52 mm. Il semble que l'utilisation de spirales de natures différentes dans ce tube n'influence pas de façon évidente la distance de ***TDD***. Ce rapport varie de 1,05 à 1,4 dans le tube de diamètre plus grand dans les cas de 0,7≤*x*≤1,0.

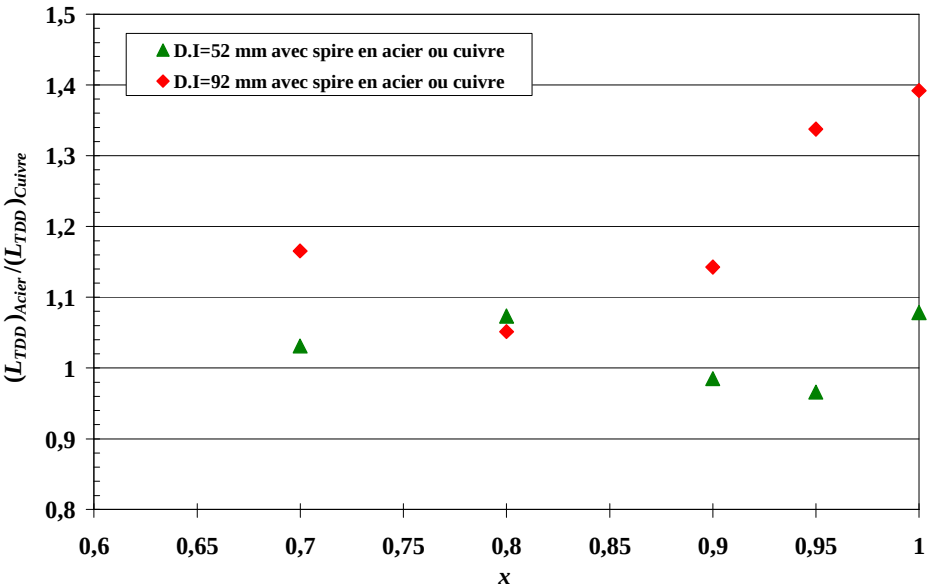


Figure IV. 18: Rapport de la longueur de *TDD* $(L_{TDD})_{Acier}/(L_{TDD})_{Cuivre}$ en fonction de la fraction molaire *x* d'hydrogène - Φ=1,1

IV.1.6 Effet de diamètre du tube sur la *TDD*

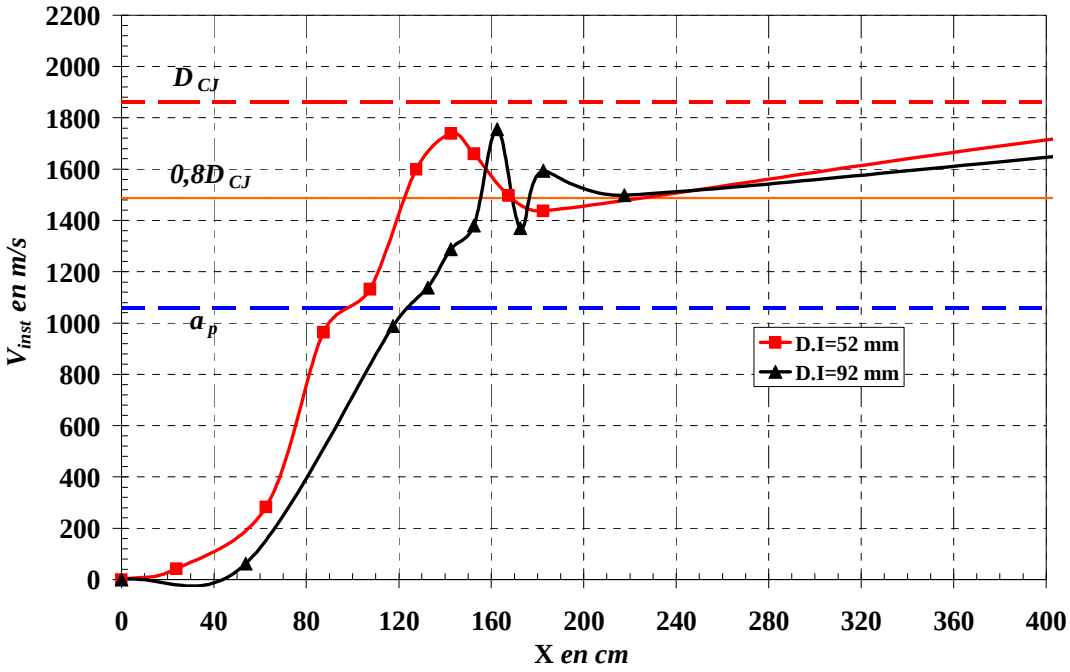


Figure IV. 19: Diagrammes de vitesse (V, X) - Tubes de *D.I*=52 et 92 mm - Φ=1,1; *x*=0,7 - Spirale creuse en cuivre

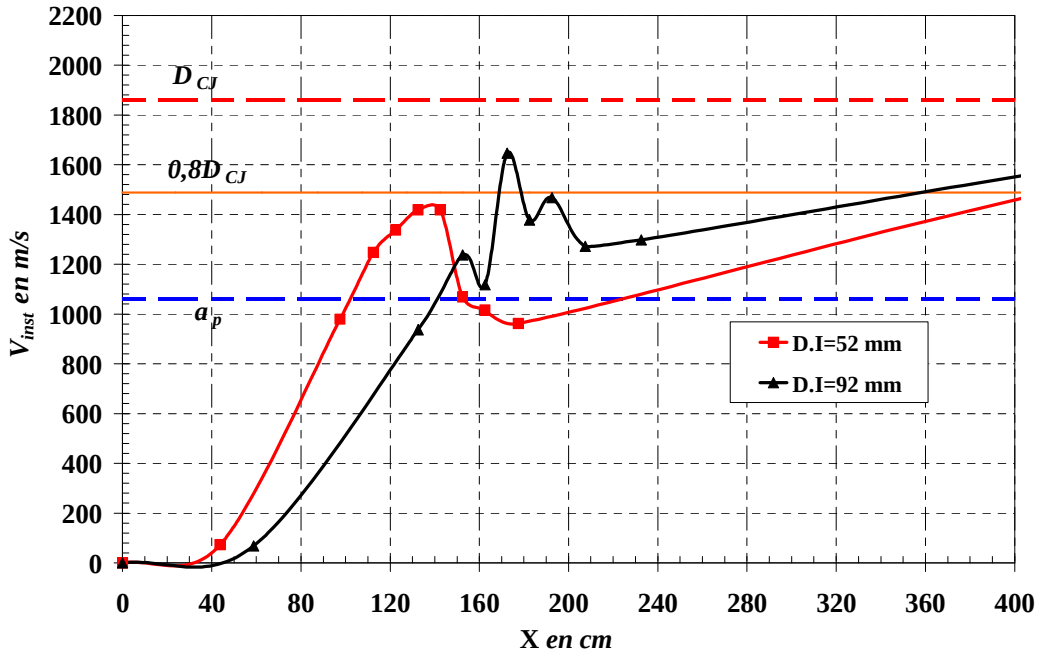


Figure IV. 20: Diagrammes de vitesse (V, X) - Tubes de *D.I*=52 et 92 mm- Φ=1,1; *x*=0,7 - Spirale pleine en acier

De manière à examiner l'effet du diamètre sur le processus de l'accélération de la flamme et de la ***TDD,*** nous avons effectué plusieurs essais dans deux tubes de différents diamètres en présence de spirale en cuivre ou en acier pour les mélanges binaires (Φ=1,1; 0,5≤*x*≤1,0) aux **CNPT**. Les longueurs de la spirale sont de 1,5 et 3 m. Pour illustrer cet effet,

nous donnons ici les diagrammes de vitesse (V, X) relatifs au mélange Φ=1,1, *x*=0,7 dans les tubes de ***D.I***=52 et 92 mm avec la spirale en cuivre (cf la **Figure IV.19**) et acier (cf. **Figure IV.20)**.

Ces figures montrent clairement une accélération plus importante de la flamme dans le tube de petit diamètre en accord avec les observations de Li et al. (2005). Leurs résultats ont mis en évidence une augmentation du taux d'accélération de flamme favorisée par des tubes de faible diamètre. Celle-ci conduit à la génération d'onde de compression d'amplitude élevée qui chauffe le milieu frais amont et le comprime de façon plus importante par rapport au tube de diamètre plus grand. Ainsi, les distances pour atteindre le régime du blocage thermique et la ***TDD*** sont plus courtes dans un tube de diamètre faible que celles obtenues dans un tube de plus grand diamètre. Pour *x*=0,7, la distance pour atteindre le régime du blocage thermique est de l'ordre de 100 cm pour le petit tube et de 135 cm pour le grand tube. La distance de la ***TDD***, L_{TDD}, est d'environ 125 cm et 145 cm, respectivement. Ces observations sont valables pour tous les mélanges traités.

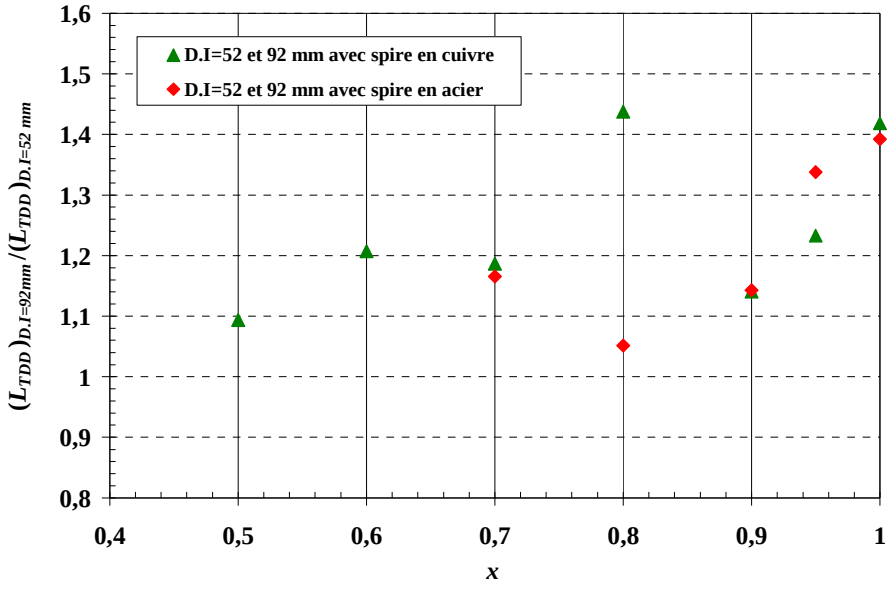


Figure IV. 21: Comparaison des longueurs de *TDD* $(L_{TDD})_{D.I=92\ mm}/(L_{TDD})_{D.I=52\ mm}$ en fonction de la fraction molaire *x* d'hydrogène Φ=1,1 - Longueur de spirale de 1,5 ou 3 m

Nous pouvons maintenant comparer la distance de ***TDD*** obtenue dans le tube de ***D.I***=52 mm à celle observée dans le tube de ***D.I***=92 mm. Les deux tubes sont munis de spirale de même nature. L'évolution du rapport défini $(L_{TDD})_{D.I=92\ mm}/(L_{TDD})_{D.I=52\ mm}$ est présentée sur la **Figure IV.21** en fonction de la fraction molaire ***x*** de l'hydrogène dans les deux combustibles. Ce rapport est supérieur à 1 pour l'ensemble des mesures. Il varie de 1,1 à 1,45 pour la spirale en cuivre, et de 1,05 à 1,4 avec la spirale en acier. Ces résultats montrent que les pertes thermiques et de quantité de mouvement semblent être plus importantes dans la spirale en acier.

IV.2 Critère nécessaire pour l'obtention de la *TDD* dans le tube en présence d'obstacles

Comme nous l'avons indiqué dans le 1er chapitre, il existe deux critères nécessaires pour l'obtention de la ***TDD*** dans un tube proposés par Peraldi et al. (1986) et Dorofeev et al. (2000), respectivement. Dans le premier critère, une dimension minimum dans la trajectoire de propagation de l'onde de détonation est corrélée avec la largeur transversale λ de la structure cellulaire de la détonation. Dans le deuxième cas, la dimension caractéristique géométrique L_D a été définie sur la **Figure IV.22**. Si la condition d'existence est satisfaite, l'onde de la détonation peut se propager dans le tube. Aussi, il s'agit de vérifier si nos conditions d'essais remplissent ces critères.

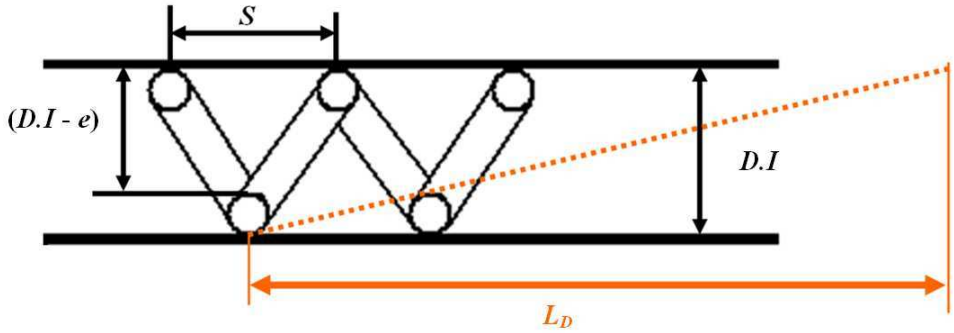


Figure IV. 22: Schématisation d'une spirale de Schelkin et de la dimension géométrique L_D indiquant le critère d'existence de détonation (L_D>7λ) défini par Dorofeev et al.(2000)

Pour le tube en présence d'une spirale, la dimension minimum dans la section du tube, nommée ***d'***, est la différence entre le diamètre du tube et l'épaisseur *e* de la spirale, autrement dit ***d'***=***D.I-e***. Pour le tube de ***D.I***=52 mm, ***d'*** est de l'ordre de 44 mm. La dimension caractéristique L_D est obtenue dans la formule (**I-3**), elle est d'environ 338 cm.

L'évolution du rapport critique ***d'***/λ est présentée sur la **Figure IV.23** en fonction de la fraction molaire ***x*** de l'hydrogène pour le tube de ***D.I***=52 mm en présence de la spirale en cuivre. D'après cette figure, nous voyons que le rapport (***D.I-e***)/λ varie de 0,8 à 4,5. Plus (***D.I-e***)/λ est élevé, plus le mélange est sensible. Lorsque le rapport (***D.I-e***)/λ est supérieur à 0,8, le phénomène de la ***TDD*** a été observé pour les mélanges étudiés. La plupart de nos résultats montrent que ce rapport critique ***d'***/λ=(***D.I-e***)/λ est toujours supérieur à 1,0. Lorsque la taille λ de cellule de la détonation est comparable à la dimension minimum libre dans la section du tube, ce rapport ***d'***/λ varie de 0,8 à 1,0.

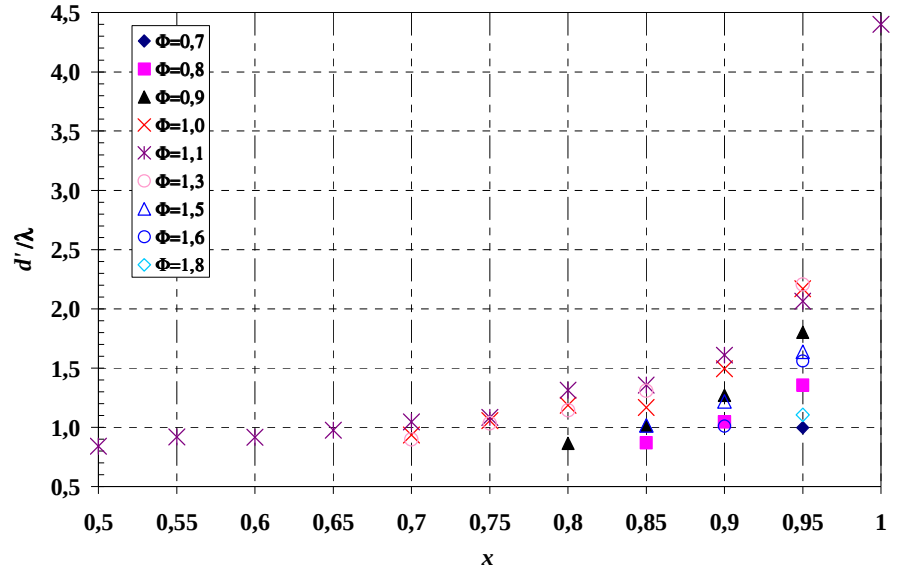


Figure IV. 23: Evolution du rapport *d'*/λ, indiquant le critère d'existence de détonation (λ<*d*) défini par Peraldi et al. (1986), en fonction de la molaire *x* d'hydrogène - *D.I*=52 mm - Spirale en cuivre de longueur de 2,1 m

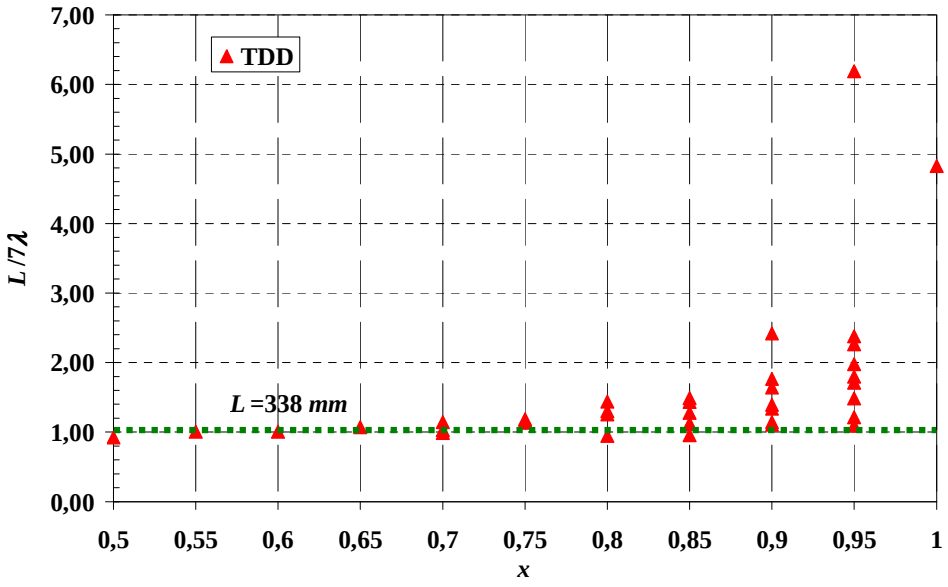


Figure IV. 24: Evolution du rapport L_D/7λ, indiquant le critère d'existence de détonation défini par Dorofeev et al.(2000), en fonction de la fraction molaire *x* d'hydrogène - *D.I*=52 mm - Spirale en cuivre de longueur 2,1 m

Pour le 2ème critère de l'obtention de la ***TDD***, la dimension caractéristique $\boldsymbol{L_D}$ nous permet de définir une taille critique de cellule de détonation de l'ordre de 48 mm. De même, l'évolution du rapport $\boldsymbol{L_D/7\lambda}$ est mise en évidence sur la **Figure IV.24** en fonction de la fraction molaire ***x*** de l'hydrogène. La ligne en pointillés verts correspond à un rapport entre $\boldsymbol{L_D}$ et $\boldsymbol{7\lambda_{crit}}$. D'après cette figure, nous remarquons alors que le rapport $\boldsymbol{L_D/7\lambda}$ varie de 0,92 à 6,19. Plus le rapport $\boldsymbol{L_D/7\lambda}$ est élevé, plus le mélange est sensible à la détonation. Le phénomène de la ***TDD*** aura lieu plus facilement. Par conséquent, nos conditions d'essais dans le tube de ***D.I***=52 mm en présence de la spirale en cuivre respectent ces deux critères de $\boldsymbol{\lambda}$ et de $7\boldsymbol{\lambda}$ pour l'obtention de la ***TDD***.

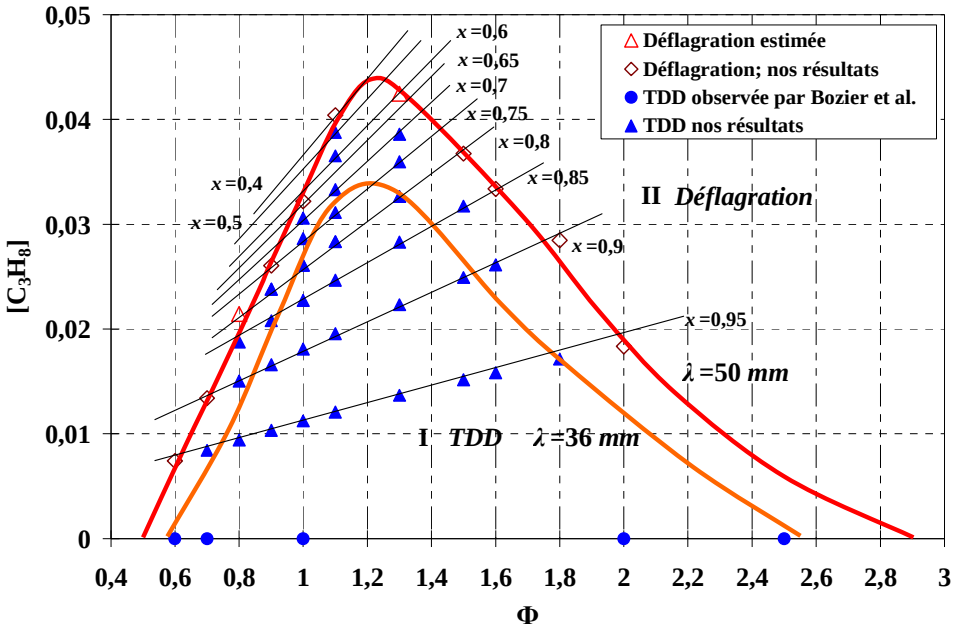


Figure IV. 25: Variation de la concentration du propane [C_3H_8] dans les mélanges binaires en fonction de la richesse - *D.I*=52 mm - Spirale en cuivre de longueur de 2,1 m

Nous avons reporté sur la **Figure IV.25** la variation de la concentration [C_3H_8] du propane dans les mélanges en fonction de la richesse pour les mélanges binaires pour lesquels nous avons observé la ***TDD***. En joignant des points correspondant aux compositions limites donnant lieu à la ***TDD***, nous pouvons ainsi délimiter un domaine de compositions des mélanges dans lesquels la ***TDD*** est observée. En dehors de ce domaine, seul le régime de déflagration est possible. La courbe en rouge présente cette limite. Nos résultats montrent qu'elle correspond à des mélanges binaires possédant des tailles de cellule de 50 mm soit de l'ordre du diamètre du tube. La courbe orange correspond à des compositions avec une taille λ de cellule comparable au diamètre interne (36 mm) de la spirale. Pour les compositions calculées, la taille de la cellule a été estimée à l'aide la corrélation $\lambda \sim 40 L_i$, la longueur d'induction chimique L_i est calculée par le code de calcul CHEMKIN en utilisant le schéma cinétique détaillé Gri-Mech 3,0 (Frenklach et al. (1999)).

Pour les mélanges étudiés, nous avons également cherché à vérifier si le critère de Dorofeev et al. (2001), pour évaluer le potentiel d'accélération de flamme dans un tube à partir de la composition du mélange à une température donnée, est respecté. D'après ce critère, les mélanges capables de supporter de forte accélération de flamme à une température donnée, possède un taux d'expansion σ supérieur à un taux critique σ^* donné par:

$$\sigma^* = 0{,}9\times10^{-5}\times(E_a/RT)^3 - 0{,}0019\times(E_a/RT)^2 + 0{,}1807\times(E_a/RT) + 0{,}23$$

E_a est l'énergie d'activation du mélange, R est la constante des gaz frais et T_0 correspond à la température des gaz frais. Pour E_a des mélanges binaires stœchiométriques

avec la fraction molaire x d'hydrogène de 0,7 à 1,0, nous avons considéré la moyenne des $\boldsymbol{E_a}$ des combustibles seuls pondérée par la composition, soit $\boldsymbol{E_a(x)=x\cdot Ea_{H2}+(1-x)\cdot Ea_{C3H8}}$, avec $\boldsymbol{Ea_{H2}}$ =17 *kcal/mol* et $\boldsymbol{Ea_{C3H8}}$ =42 *kcal/mol*, Matignon et al. (2000).

Ainsi, l'évolution du taux d'expansion $\boldsymbol{\sigma}$, du taux d'expansion critique $\boldsymbol{\sigma^*}$ et du rapport $\boldsymbol{\sigma/\sigma^*}$ correspondant aux mélanges binaires étudiés sont présentées sur la **Figure IV. 26** en fonction de la fraction molaire x d'hydrogène. Il en ressort que $\boldsymbol{\sigma}$ varie de 7 à 8 avec $0{,}7\leq x\leq 1{,}0$, $\boldsymbol{\sigma^*}$de 4 à 5. Le rapport $\boldsymbol{\sigma/\sigma^*}$ est toujours supérieure à 1, autrement dit $\boldsymbol{\sigma>\sigma^*}$. Ainsi, les mélanges étudiés ont la capacité de soutenir une forte accélération de flamme dans des conditions favorables, c'est ce que nous avons observé expérimentalement. Le critère de Dorofeev est vérifié.

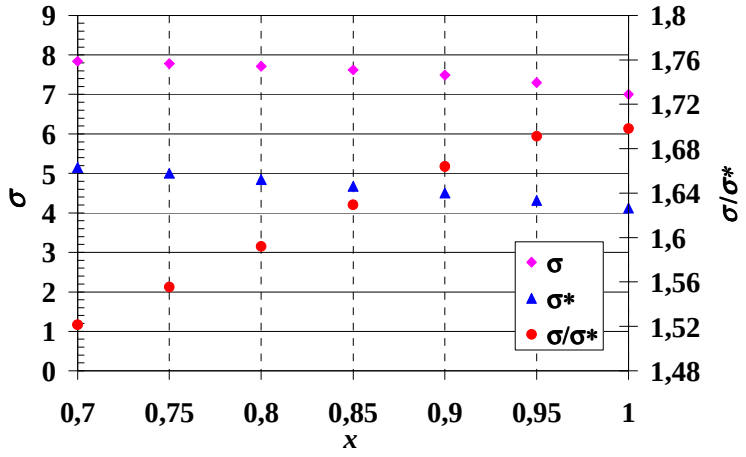


Figure IV. 26: Evolutions du taux d'expansion σ, du taux d'expansion critique σ^* et du rapport σ/σ^* en fonction de la fraction molaire x de H_2 dans les mélanges stœchiométriques

IV.3 Exploitation des résultats expérimentaux

Dans cette partie, nous synthétisons nos observations à propos de l'évolution de la distance de la ***TDD***, L_{TDD}, déterminée à l'aide du critère $0{,}8\boldsymbol{D_{CJ}}$ en fonction de la composition ($\boldsymbol{x}$, $\boldsymbol{\Phi}$) dans le tube de ***D.I***=52 mm en présence d'une spirale en cuivre de longueur 2,1 m. Nous comparons L_{TDD} à celles proposées par Veser et al. (2002) pour atteindre 95% de la célérité du régime de blocage thermique. Puis, nous préciserons la dépendance de la distance de la ***TDD,*** L_{TDD}, de la taille λ de la structure cellulaire de détonation, de l'énergie d'activation réduite $\boldsymbol{E_a/RT_c}$ et de l'enthalpie de réaction adimensionnée $\boldsymbol{Q/a_0^2}$.

IV.3.1 Evolution de L_{TDD} avec la fraction molaire x de l'hydrogène

L'évolution de $\boldsymbol{L_{TDD}}$ est présentée en fonction de la fraction molaire $\boldsymbol{x}$ de l'hydrogène sur la **Figure IV.27.** Les courbes obtenues montrent un comportement de L_{TDD} avec x similaire à celui de la taille de la cellule λ, à une richesse Φ fixée. L_{TDD} augmente d'abord fortement au voisinage très proche de x=1, c'est-à-dire dans le domaine dans lequel

l'hydrogène contrôle les propriétés des mélanges. Ensuite, elle semble tendre vers un plateau correspondant probablement à la distance de transition du propane seul. L'introduction du propane atténue donc la détonabilité des mélanges.

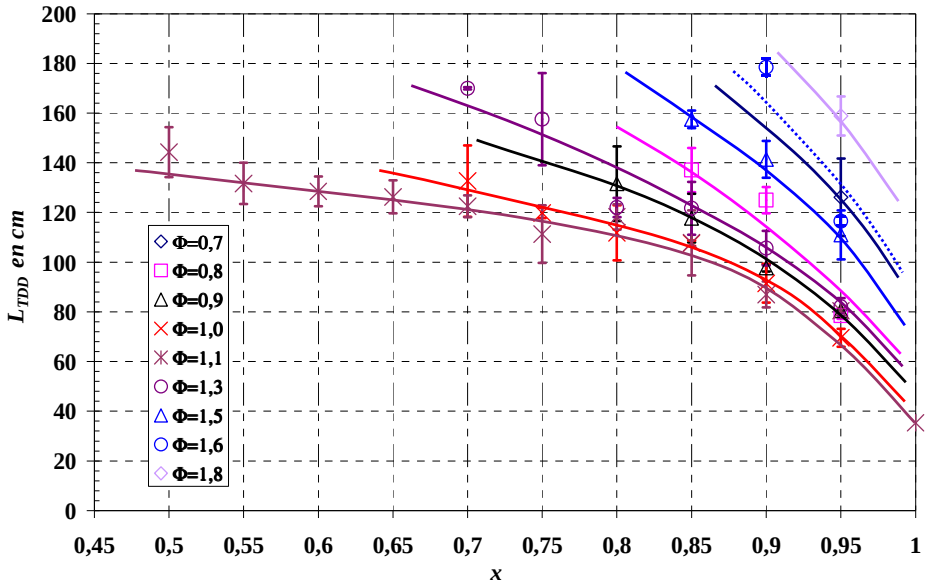


Figure IV. 27: Evolution de la longueur de *TDD*, L_{TDD}, en fonction de la fraction molaire *x* d'hydrogène

IV.3.2 Dépendance de L_{TDD} à la richesse

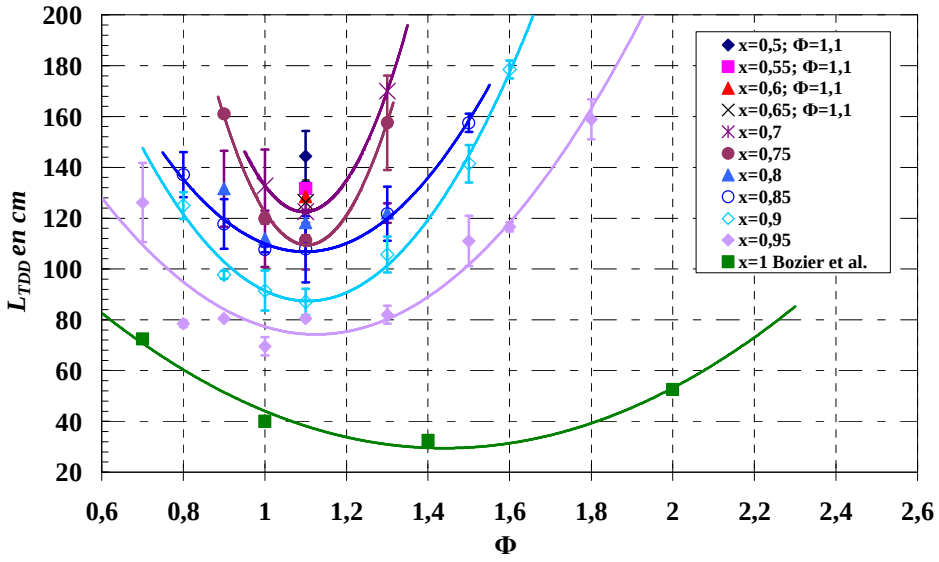


Figure IV. 28: Evolution de la longueur de *TDD*, L_{TDD}, en fonction de la richesse Φ

L'évolution de L_{TDD} en fonction de la richesse Φ est présentée sur la **Figure IV.28** pour différentes fractions molaires *x* de l'hydrogène dans les combustibles binaires. D'après cette figure, nous constatons que:

- La dépendance L_{TDD} de Φ à *x* fixée est similaire à celle $\lambda(\Phi)$.

- Les courbes $L_{TDD}=f(\Phi)$ sont en forme de ***U***, avec un minimum coté riche.
- $\boldsymbol{L_{TDD}}$ varie de 60 à 180 cm.

En outre, nous avons calculé la longueur nécessaire pour atteindre le blocage sonique afin de la comparer à la longueur de ***TDD***, L_{TDD}. Veser et al. (2002) ont proposé une relation pour estimer la longueur $\boldsymbol{L_{95\%}}$ nécessaire pour obtenir 95% de la célérité du régime de blocage:

$$\frac{L_{95\%}}{R}\cdot\frac{10\cdot(\sigma-1)\cdot S_L}{a_p}\approx a\cdot\frac{1-RB}{1+b\cdot RB}$$

Les paramètres ***a*** et ***b*** ayant une valeur de 2 et 1,5, respectivement. $\boldsymbol{\sigma}$ représentant le rapport de masse volumique des gaz frais à celle des gaz brûlés (ou le rapport d'expansion) est calculée par le logiciel Gaseq, $\boldsymbol{S_L}$ étant la célérité de la flamme laminaire. $\boldsymbol{S_L}$ est obtenue à partir de l'étude de Tang et al. (2008).

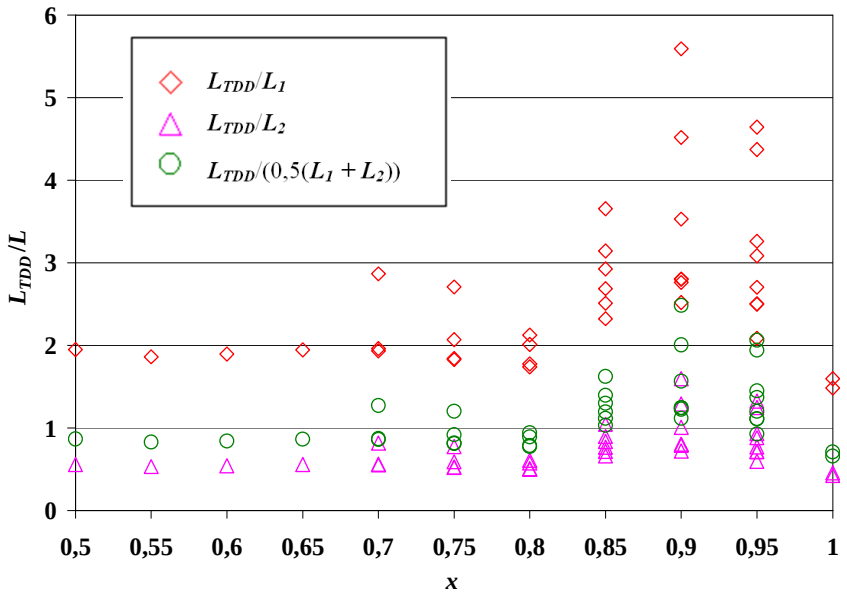


Figure IV. 29: Evolution du rapport $L_{TDD}/L_{95\%}$ en fonction de la fraction molaire *x* d'hydrogène; $L_{95\%}$ étant la dimension définie par Veser et al. (2002)

Pour le rapport de blocage nous avons utilisé 2 valeurs. $L_{95\%}=L_1$ est la longueur calculée avec la valeur du rapport de blocage de la spire, soit ***RB***=0,5. $L_{95\%}=L_2$ correspond à la longueur calculée avec un rapport de blocage qui prend en compte le diamètre libre de la section droite du tube ***(D-e)***, soit ***RB*** =0,023. L'évolution du rapport L_{TDD}/L est présentée sur la **Figure IV.29** en fonction de la fraction molaire *x* de l'hydrogène pour les mélanges étudiés. Les résultats montrent que L_1, comme l'a déjà observé Sorin (2005), sous estime fortement L_{TDD} et que L_2 sur estime L_{TDD} en particulier lorsque la proportion de propane dans

les mélanges augmente. Nous avons pris la moyenne arithmétique entre L_1 et L_2, il semble que $0{,}5(L_1+L_2)$ est comparable à L_{TDD}.

IV.3.3 Corrélation entre L_{TDD} et la taille λ de cellule de détonation

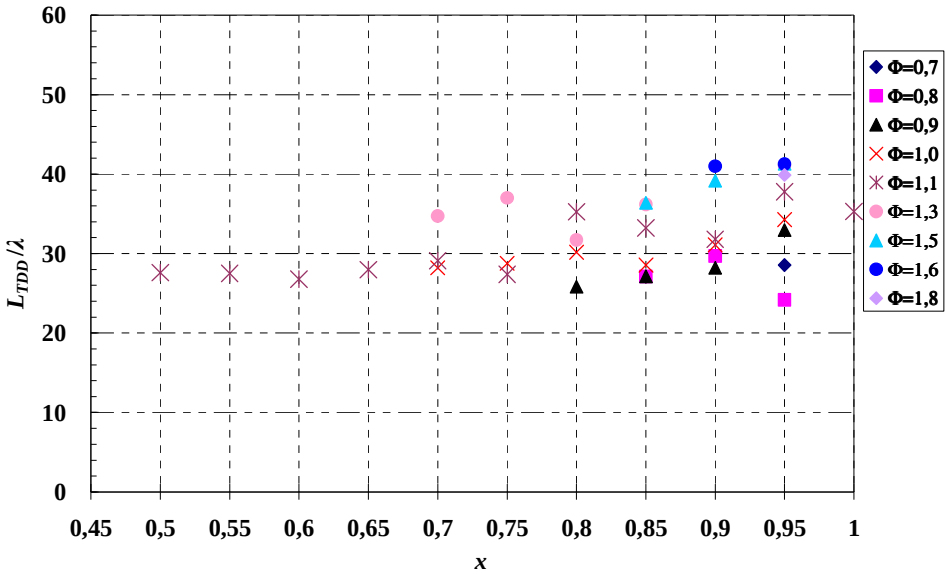


Figure IV. 30: Evolution du rapport L_{TDD}/λ en fonction de la fraction molaire x d'hydrogène - $D.I$=52 mm - Spirale de longueur de 2,1 m

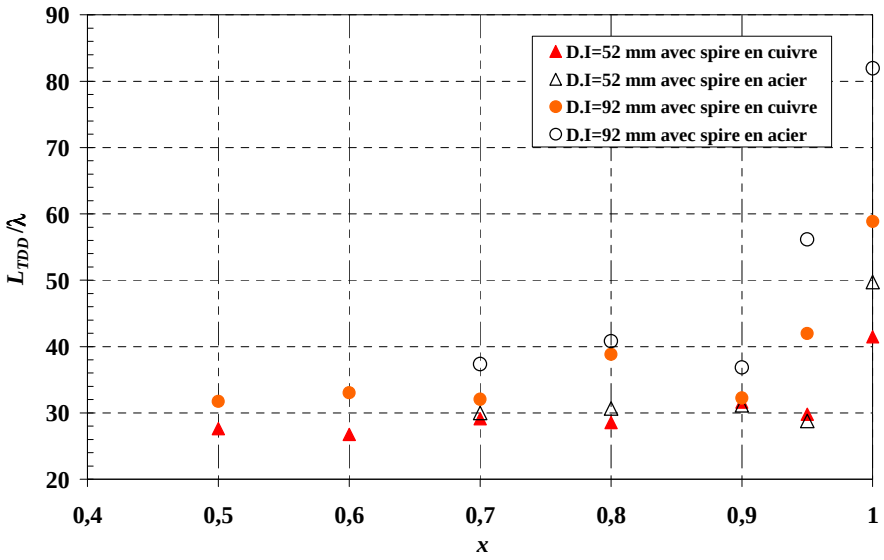


Figure IV. 31: Variation du rapport L_{TDD}/λ en fonction de la fraction molaire x d'hydrogène - Φ=1,1, $0{,}5 \leq x \leq 1{,}0$- Tubes de $D.I$=52 mm et 92 mm avec des spirales de différentes natures

Nous comparons sur la **Figure IV.30** la distance de ***TDD***, L_{TDD}, à la taille λ de la cellule du front de détonation dans le but d'établir une corrélation $L_{TDD} = f(\lambda)$ pour l'ensemble de nos résultats. D'après cette figure, nous déduisons que le rapport $K=L_{TDD}/\lambda$ varie de 25 à 38 pour $0{,}5 \leq x \leq 0{,}8$ et de 24 à 42 pour $0{,}8 \leq x \leq 1{,}0$. Sur la **Figure IV.31**, les résultats obtenus dans le tube de diamètre de ***D.I***=92 mm en présence de la spirale en acier donnent un rapport entre 30 et 40. Les valeurs élevées ne sont pas prises en compte. Elles correspondent à une

TDD avec une phase d'accélération de flamme très longue au cours de laquelle les ondes de compression ou de choc réfléchies par le fond du tube participent à la perturbation de l'écoulement en amont de la flamme, donc au processus de ***TDD***.

Sur la **Figure IV.32**, nous donnons la variation de K en fonction du nombre de cellules, d'/λ, dans le diamètre libre de la section droite du tube, dans notre cas d'=44 mm. Comme nous pouvons le constater, nos résultats ne mettent pas en évidence de dépendance de $K=L_{TDD}/\lambda$ du nombre de cellules dans le diamètre du moins tant que $d'>\lambda$.

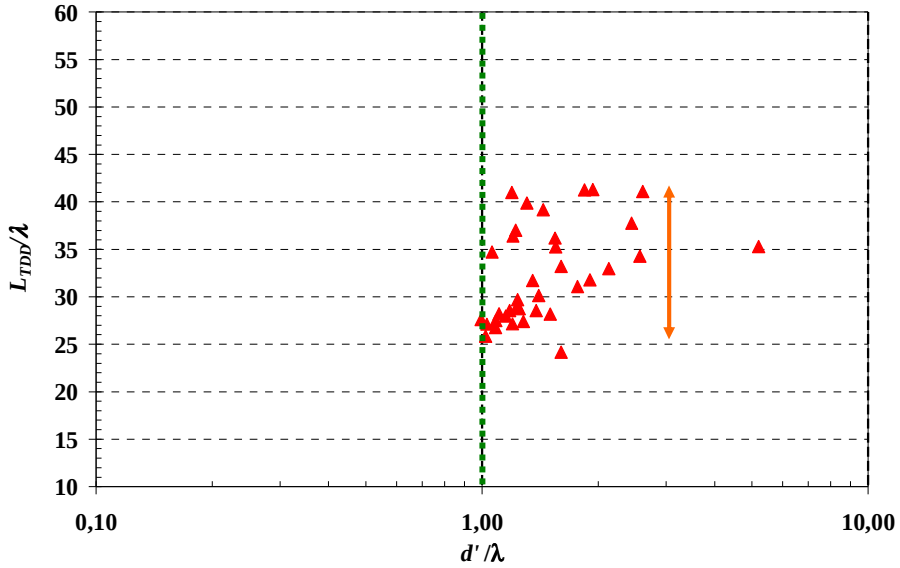


Figure IV. 32: Evolution du rapport L_{TDD}/λ en fonction du nombre de cellule d'/λ dans le diamètre libre du tube

En résumé, pour les mélanges binaires étudiés, les longueurs de transition peuvent être corrélées à la taille de la cellule par la relation classique $L_{TDD} = K \cdot \lambda$. K varie entre 25 et 40. Après une distance de 25 à 40 fois la largeur transversale λ de détonation pour chacun des mélanges étudiés, lorsque les conditions sont réunies, la transition de la flamme à la détonation peut avoir lieu. K semble indépendant de la composition (x, Φ) et du nombre de cellules dans le diamètre libre de la section droite du tube. Ces corrélations sont en accord avec celles établies par Sorin et al. (2005) pour des mélanges simples $H_2/O_2/N_2$ ou $C_nH_m/O_2/N_2$ et par Bozier et al. (2009) pour des mélanges binaires H_2/CH_4-Air.

IV.3.4 Evolution de L_{TDD}/λ avec l'énergie d'activation réduite E_a/RT_c

Les travaux rapportés par Sorin (2005) ont mis en évidence une dépendance de L_{TDD}/λ de l'énergie d'activation réduite E_a/RT. En effet, comme nous l'avons décrit dans le 1er chapitre, le processus de ***TDD*** dans un milieu confiné dépend de l'accélération de la flamme et de sa capacité à créer un système choc-flamme qui permet de générer des conditions d'auto explosion locale derrière le choc précurseur amont. Le premier stade de l'accélération de flamme dépend de la vitesse de flamme laminaire qui est contrôlée par l'énergie d'activation

E_a. L'auto-explosion dépend fortement du temps d'induction chimique qui est contrôlé essentiellement par l'énergie d'activation réduite E_a/RT.

Pour calculer l'énergie d'activation réduite, nous avons considéré un choc précurseur résultant du processus de ***TDD,*** de célérité a_p. Nous pouvons alors calculer le nombre de Mach $M_c=a_p/a_0$, la température T_c et la pression P_c derrière le choc précurseur et l'énergie d'activation réduite E_a/RT_C. Les valeurs de E_a sont celles obtenues dans la Section **IV.2** à partir d'une relation simple observée par Matignon (2000) sur plusieurs mélanges binaires. Cependant, elles doivent être vérifiées expérimentalement.

Le **Tableau IV.2** résume les paramètres thermodynamiques et thermochimiques lors de la ***TDD*** pour les mélanges stœchiométriques. D'après ce tableau, lorsqu'on ajoute du propane à l'hydrogène, l'énergie d'activation E_a augmente et la température T_c atteinte derrière le choc augmente également. Il en résulte une augmentation de l'énergie d'activation réduite.

x	L_{TDD}/λ	a_0	a_p	$M_c=a_p/a_0$	T_c	E_a KJ/mol	E_a/RT_c	Q J/kg(10^6)	Q/a_0^2
0,70	**28,20**	**353,7**	**1045,7**	**2,96**	**770,04**	**102,9**	**16,07**	**2,92**	**23,35**
0,75	**28,76**	**356,6**	**1049,8**	**2,946**	**765,78**	**97,65**	**15,34**	**2,95**	**23,17**
0,80	**30,15**	**360,5**	**1055,3**	**2,93**	**760,18**	**92,40**	**14,62**	**2,98**	**22,92**
0,85	**28,56**	**365,8**	**1062,8**	**2,91**	**752,83**	**87,15**	**13,92**	**3,03**	**22,61**
0,90	**31,09**	**373,5**	**1074,0**	**2,88**	**742,88**	**81,90**	**13,26**	**3,09**	**22,18**
0,95	**34,29**	**385,8**	**1092,1**	**2,84**	**728,17**	**76,65**	**12,66**	**3,21**	**21,54**
1,0	**48,19**	**408,7**	**1126,5**	**2,76**	**704,19**	**71,40**	**12,20**	**3,42**	**20,49**

Tableau IV. 2: Paramètres thermodynamiques, thermochimiques et de *TDD* pour les mélanges stœchiométriques

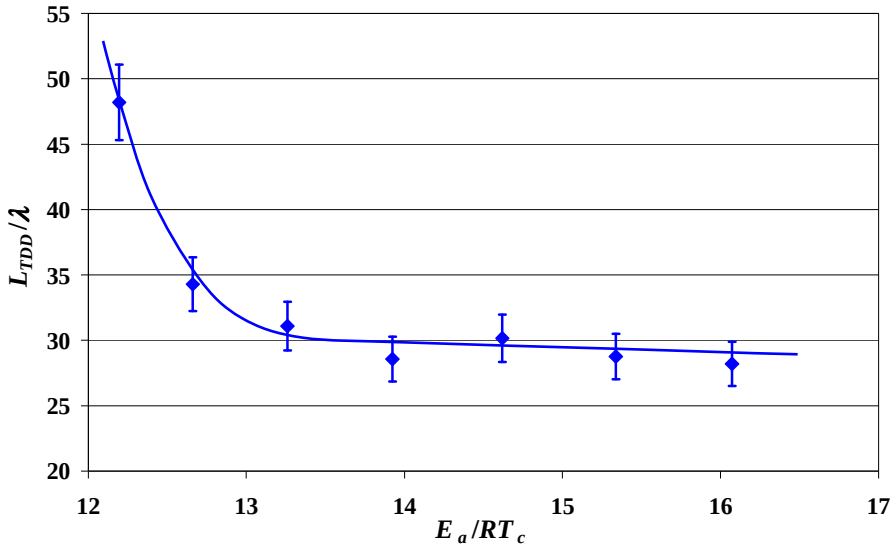


Figure IV. 33: Evolution du rapport L_{TDD}/λ en fonction de l'énergie de l'activation réduite E_a/RT_C

Nos résultats montrent que lorsque l'énergie d'activation réduite $\boldsymbol{E_a/RT_c}$ augmente, le rapport $\boldsymbol{L_{TDD}/\lambda}$ diminue d'abord rapidement puis atteint un palier (cf la **Figure IV.33**) dont la réactivité est contrôlée par le propane. Plus $\boldsymbol{E_a/RT_c}$ est élevée, plus le temps d'induction chimique derrière le choc précurseur est long, ce qui défavorise la formation de l'auto explosion locale. Par conséquent, la ***TDD*** a lieu sur une distance de plus en plus longue.

De même, lorsque $\boldsymbol{E_a}$ augmente suite à l'ajout du propane, la vitesse de flamme laminaire diminue (cf. Tang et al. (2008)), ce qui constitue un facteur pénalisant de l'accélération de flamme au cours du 1er stade.

IV.3.5 Evolution de L_{TDD}/λ avec l'enthalpie de réaction adimensionnée Q/a_0^2

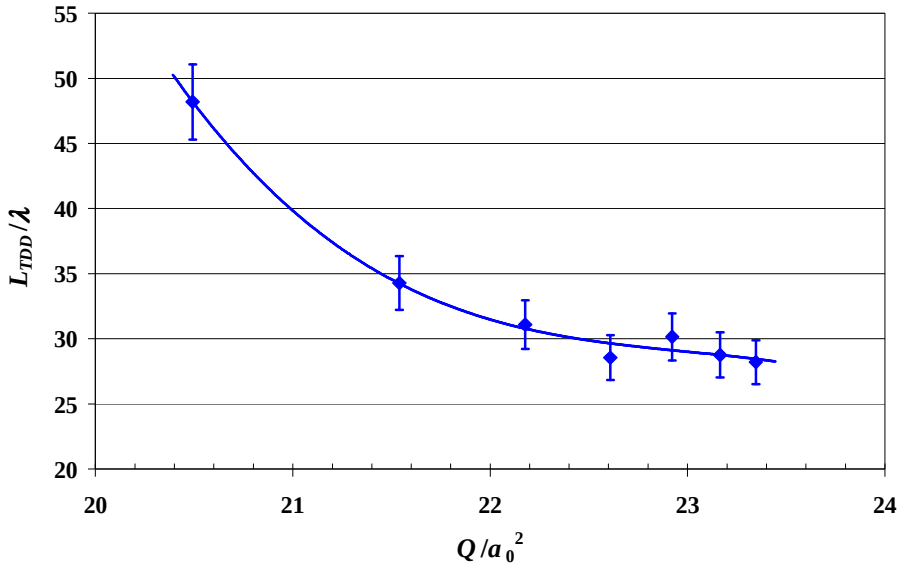


Figure IV. 34: Evolution du rapport L_{TDD}/λ en fonction de l'enthalpie Q/a_0^2 de réaction adimensionnée

De même, nous avons regardé l'influence de l'enthalpie de réaction $\boldsymbol{Q}$ sur la longueur de transition. L'enthalpie de réaction par unité de masse est calculée en utilisant l'enthalpie de formation pour chacun des constituants des mélanges choisis. La réaction est considérée comme complète. L'enthalpie de réaction du mélange diminue lorsqu'on ajoute du propane à l'hydrogène.

L'évolution du rapport L_{TDD}/λ est présentée en fonction de l'enthalpie de réaction adimensionnée $\boldsymbol{Q/a_0^2}$ sur la **Figure IV.34**. Il en ressort que plus $\boldsymbol{Q/a_0^2}$ augmente, plus L_{TDD}/λ est faible, ce qui indique que le contenu énergétique du mélange a de l'influence sur la capacité à transiter en détonation. Plus le mélange est énergétique, plus la distance de transition de déflagration en détonation L_{TDD} est courte, car en particulier la vitesse de la flamme laminaire va augmenter.

IV.4 Conclusion partielle

Dans ce chapitre, nous avons analysé le processus de **Transition Déflagration Détonation** (***TDD***) à partir des diagrammes de vitesse (V, X). Ces diagrammes sont établis à partir des enregistrements de pression. Ils sont utilisés pour la détermination de la longueur de ***TDD***, L_{TDD}. Les obstacles sont des spirales de Schelkin avec un rapport de blocage ***RB***=0,5 et un pas égal au diamètre du tube.

Les résultats principaux sont:

- Il existe une longueur minimum de spirale pour observer la ***TDD***. Si la spirale est plus longue que cette valeur minimum, la ***TDD*** a lieu à la même abscisse à partir de l'allumage, sinon la ***TDD*** n'est pas observée. Il n'a pas d'effet observable de la longueur de la spirale sur la longueur de ***TDD***, L_{TDD}.
- La nature la spirale peut retarder la ***TDD*** et augmenter le déficit de célérité de la détonation dans la spirale.
- Le tube de plus faible diamètre est plus efficace pour la ***TDD***.
- Le régime de détonation obtenu dans les spires correspond à la quasi détonation avec une célérité de l'ordre de 80%$\boldsymbol{D_{CJ}}$.
- L_{TDD} varie de 60 à 180 cm. $L_{TDD}(x)$ a le même comportement que $\lambda(x)$ à richesse Φ fixée**.** L_{TDD} augmente avec l'addition du propane à l'hydrogène. Pour $0{,}8 \leq \boldsymbol{x} \leq 1{,}0$, les caractéristiques des mélanges étudiés semblent être contrôlées par celles du mélange H_2/Air. Pour $0{,}5 \leq x \leq 0{,}8$, le propane joue un rôle dominant. $L_{TDD}(\Phi)$ a le même comportement que $\lambda(\Phi)$ à x fixée. Les courbes obtenues sont en U. Elles présentent des minimums côté riche.
- le rapport $K=L_{TDD}/\lambda$ varie de 25 à 40, soit $L_{TDD}/\lambda \sim 35$ ($\pm$ 25%). Il semble être indépendant de x, de Φ, et du nombre de cellules dans le diamètre libre du tube. Les conditions d'existence de la détonation sont remplies.
- l'enthalpie de réaction adimensionnée $\boldsymbol{Q/a_0^2}$ et l'énergie $\boldsymbol{E_a/RT_C}$ d'activation réduite élevées défavorise la ***TDD***, car elles augmentent le temps d'induction chimique derrière le choc précurseur et diminuent la vitesse de flamme laminaire.

CHAPITRE V

Visualisation d'accélérations de flammes

Dans ce chapitre, nous présentons l'analyse du processus d'accélération de flamme à partir d'enregistrements cinématographiques obtenus par ombroscopie dans le but d'identifier les mécanismes physiques de propagation de flamme conduisant au régime du blocage thermique voire à la **Transition Déflagration Détonation** (***TDD***).

Nous rapportons les résultats relatifs aux essais réalisés dans un tube obstrué de section droite carrée de 40 mm×40 mm et de longueur de 4 m. Pour les obstacles, nous avons utilisé trois configurations avec le même rapport de blocage ***RB***=0,5: plaques planes perforées et marches comme obstacles périodiques mais discontinus, et spirale de Schelkin comme obstacle périodique mais continu.

V.1 Mécanismes de propagation de flamme

V.1.1 Observations générales

Le processus d'accélération de flamme est gouverné par plusieurs paramètres dont la réactivité du mélange et les obstacles. Aussi, dans un premier temps, nous avons fait varier la réactivité du mélange pour une configuration d'obstacles fixée: plaques planes perforées de pas ***S***=***D.I***, d'épaisseur ***e***=8 mm et de longueur de 1,7 m. ***D.I***=40 mm est la hauteur de la section droite du tube. Nous avons fait varier la réactivité du mélange en modifiant la fraction molaire de H_2 dans les combustibles binaires (**Φ**=1,1, ***x***=0,95 et *x*=0,9) à la pression initiale de 1 bar, ou en modifiant la pression initiale de 0,5 et 1 bar pour **Φ**=1,1 et ***x***=0,95. Dans un deuxième temps, nous avons fait varier les configurations des obstacles en considérant un seul mélange: **Φ**=1,1 et ***x***=0,9 (cf **Tableau II.4**).

A partir d'enregistrements ombroscopiques, nous décrivons d'abord les mécanismes de propagation observés lors de l'accélération de la flamme en présence d'obstacles perforés de pas ***S***=***D.I*** et d'épaisseur ***e***=8 mm dans le mélange **Φ**=1,1 et ***x***=0,9. Ce cas est ensuite pris comme référence pour discuter l'influence de la réactivité du mélange et de la géométrie des

obstacles sur ces mécanismes. Cette analyse est complétée par celle des diagrammes de vitesse (V, X) établis à partir des enregistrements d'ombroscopie et de signaux de pression.

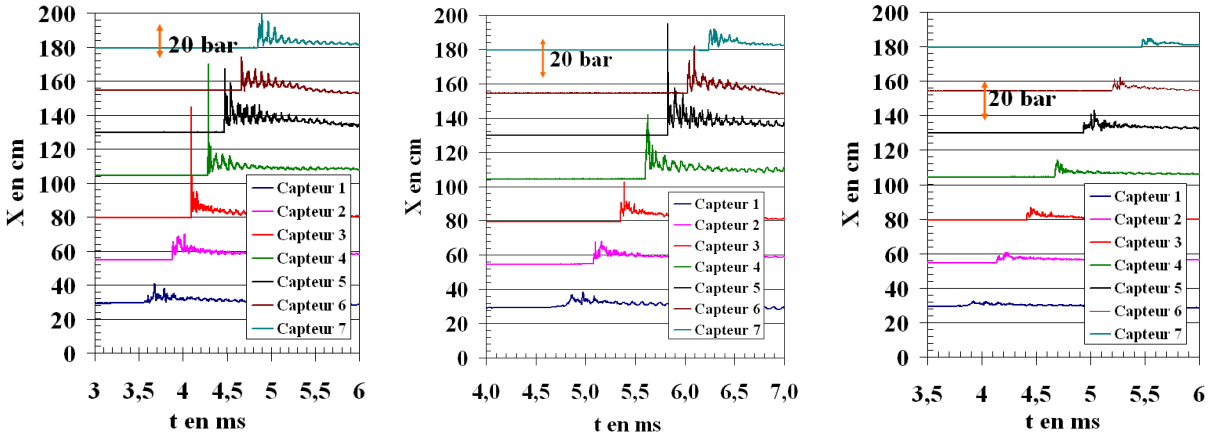
Nous distinguons le 1er stade de l'accélération de la flamme pour lequel la vitesse de la flamme est inférieure ou de l'ordre de la vitesse du son dans les gaz frais, du 2ème stade pour lequel la flamme devient supersonique. Dans la 1ère phase, les effets de compression des gaz en amont de la flamme sont négligeables.

V.1.2 Diagramme de vitesse (V, X)

Nous donnons sur la **Figure V.1** des enregistrements de pression obtenus en présence d'obstacles avec ***S=D.I*** et ***e***=8 mm dans les mélanges Φ=1,1 pour deux fractions molaires de H_2 x=0,95 et x=0,9, et deux pressions initiales $\mathbf{P_0}$=1 bar et $\mathbf{P_0}$=0,5 bar.

A $\mathbf{P_0}$=1 bar, lorsqu'on baisse x, on constate un effet marqué sur la vitesse de flamme. Le premier capteur est atteint à 4,7 ms pour x=0,9 et à 3,6 ms pour x=0,95. De même, le temps de transit entre le 1er et le dernier capteur est de 1,5 ms et 1 ms, respectivement. En revanche, pour les deux cas, on distingue un choc de faible amplitude à partir du 2ème capteur, soit à 55 cm de l'allumage. La diminution de vitesse est due en partie à la baisse de la vitesse de flamme laminaire lorsqu'on diminue x.

Pour le mélange x=0,95, lorsque on baisse la pression initiale, on note moins d'écart de temps d'arrivée sur le 1er capteur, 3,8 ms à $\mathbf{P_0}$=0,5 bar. Au contraire, le temps de transit est plus long, 1,6 ms. Les niveaux de pression sont moins importants et l'apparition d'un choc n'est observable qu'à partir du 3ème capteur, soit à 80 cm de l'allumage.



(*a*) x=0,95, P_0=1,0 bar (*b*) x=0,90, P_0=1,0 bar (*c*) x=0,95, P_0=0,5 bar

Figure V. 1: Exemples d'enregistrements de signaux de pression - Φ=1,1, x=0,95 et x=0,9 - pressions initiales de 1 bar et 0,5 bar

Ces observations sont confirmées par les diagrammes de vitesse (V.X) établis à partir de ces enregistrements (cf. **Figure V.2**). D'après cette figure, nous voyons que pour le mélange x=0,95, P_0=1 bar, les célérités locales de la flamme et du choc de tête sont

constamment supérieures à celles observées dans les deux autres cas. Les différences obtenues sont la conséquence des propriétés intrinsèques de ces mélanges telle que la vitesse de la flamme laminaire. Pour ce mélange, après l'initiation, la flamme s'accélère de façon rapide en raison de la présence d'obstacles. A l'abscisse de **X**=30 cm à partir de l'allumage, la flamme atteint une célérité de 400 m/s qui correspond quasiment à la célérité du son dans les gaz frais en amont de la flamme. Par la suite, la flamme s'accélère de manière continue jusqu'au régime de blocage thermique observé à une distance d'environ 55 cm. La célérité locale de la flamme mesurée est alors de l'ordre de 1100 m/s comparable à celle du son dans les produits de combustion. A partir de cette position, la célérité mesurée est celle du choc précurseur. Ensuite, le choc continue à s'accélérer jusqu'à environ 1350 m/s. Puis il se propage à cette vitesse sur une distance de 60 cm jusqu'à la fin des obstacles. A la sortie de l'obstacle, le choc commence à ralentir.

Pour les deux autres mélanges, on observe le même comportement jusqu'au régime de blocage thermique. En revanche, la flamme atteint plus tard la célérité du son dans les gaz frais et le choking régime. D'après cette figure, nous voyons que pour *x*=0,9 et $\mathbf{P_0}$=1 bar (*x*=0,95 et $\mathbf{P_0}$=0,5 bar), les vitesses du son sont obtenues dans les gaz frais à X=35 cm (X=33 cm) et dans les gaz brulés à X=85 cm (X=80 cm), respectivement. Ensuite, pour *x*=0,9 et $\mathbf{P_0}$=1 bar, le choc se maintient à la vitesse du son dans les gaz brûlés sur une courte distance avant de ré-accélérer jusqu'à une vitesse de 1200 m/s, puis ralentit à la sortie de l'obstacle. Pour *x*=0,95 et $\mathbf{P_0}$=0,5 bar, la flamme et le choc se maintiennent au régime de blocage thermique, sur une distance d'environ 1 m, jusqu'à la sortie des obstacles. Puis, ils ralentissent progressivement.

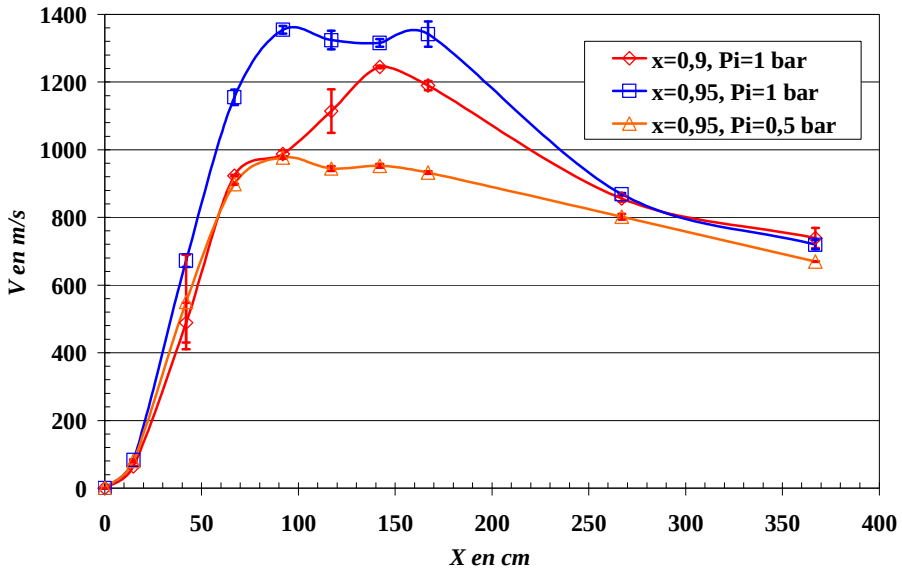


Figure V. 2: Evolution de la célérité locale de la flamme et du choc de tête en fonction de l'abscisse dans le tube de section droite en présence de l'obstacle de pas *S=D.I* et d'épaisseur de 8 mm pour de différents mélanges binaires (Φ=1,1, *x*=0,9 et 0,95) aux CNPT - Φ=1,1; *x*=0,95 - pressions initiales de 0,5 bar et 1,0 bar

V.1.3 Mécanismes de propagation de flamme: 1er stade d'accélération de flamme

A partir des enregistrements ombroscopiques, nous avons obtenu des informations sur l'évolution des célérités locales de la flamme et du choc de tête, sur les variations des structures du front de flamme, sur la génération d'ondes de choc et sur les interactions entre les chocs et le front de flamme au cours de sa propagation. Le champ de visualisation retenu est de 300 mm×40 mm. Il consiste en six pas ou chambres délimitées par six plaques de l'obstacle (cf la **Figure V.3**).

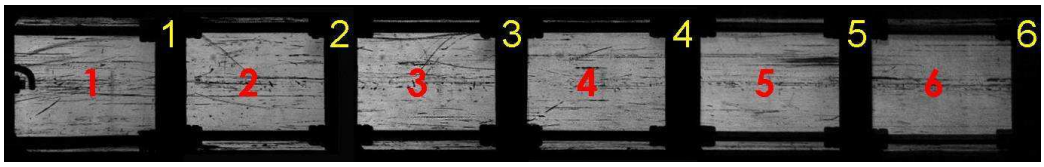


Figure V. 3: Champ de visualisation de l'accélération de la flamme dans le 1er tronçon du tube carré

La cadence de la caméra est choisie en se basant sur les diagrammes de vitesse présentés sur la **Figure V.2,** de manière à adapter les fréquences d'enregistrements au niveau d'accélération de la flamme observés en différentes positions du tronçon. Ces réglages sont synthétisés dans le **Tableau II.3**. Ainsi, nous pouvons mesurer, image par image, la position en fonction du temps, du front de flamme ou du choc au cours de sa propagation. Les diagrammes de vitesse établis correspondent au déplacement du front de flamme ou du choc le long de l'axe du tube.

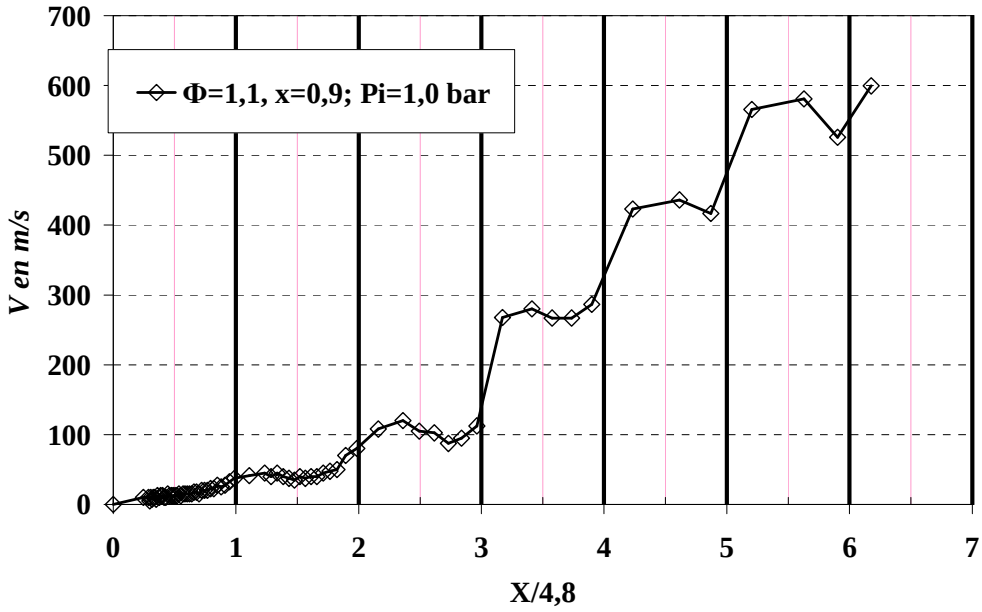
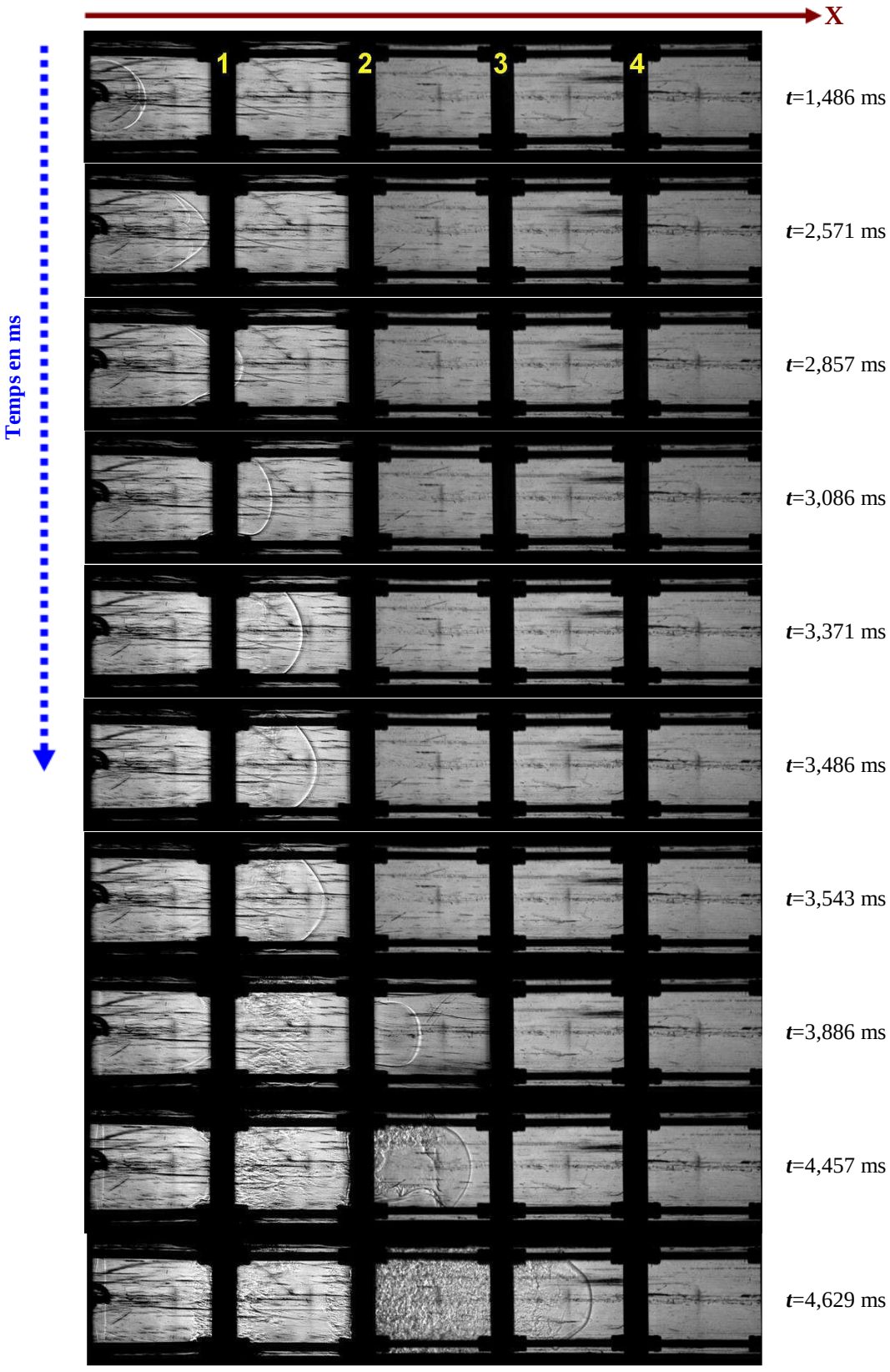
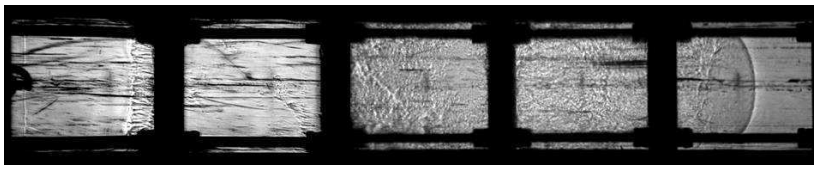


Figure V. 4: Evolution de la célérité de la flamme mesurée par la caméra en fonction de l'abscisse adimensionnée - Φ=1,1; *x*=0,9 aux CNPT – Obstacle *S=D.I* et *e*=8 mm

Nous examinons tout d'abord l'accélération de la flamme dans le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,9 aux **CNPT** dans le tube obstrué. L'évolution de la célérité locale de la flamme et du choc est présentée sur la **Figure V.4** en fonction de l'abscisse adimensionnée par une

longueur de l'obstacle $l_{ob}=S+e$, l_{ob}=4,8 cm. Il en ressort qu'en moyenne la flamme s'accélère de façon progressive avec une succession d'accélération au passage des obstacles suivis de ralentissement.





t=4,743 ms

Figure V. 5: Evolution de la surface de la flamme dans le 1^er^ stade de l'accélération de la flamme observé par ombroscopie dans le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,9 aux CNPT – Obstacle *S*=*D.I* et *e*=8 mm

L'enregistrement présenté sur la **Figure V.5** est obtenu à l'aide de la caméra **Photron SA5**. Après l'initiation du mélange par une source de faible énergie, la flamme se propage dans les gaz frais. Elle est de forme sphérique. Son rayon s'élargit sous l'effet de l'expansion des produits de combustion. La célérité de la flamme étant proportionnelle à sa surface (cf la formule (I-4)), elle s'accélère alors de façon progressive. Le front de flamme arrive sur le fond du tube sur lequel est installée la bougie. Puis, la flamme continue à se propager le long du tube. Nous remarquons que la présence des électrodes d'allumage provoque des perturbations sur le front de flamme qui s'amplifient lors de sa propagation. Ainsi, nous observons une triple structure du front. A titre d'exemple, à l'instant ***t***=1,486 ms (cf 1ère image sur la **Figure V.5**), la flamme arrive au centre de la 1ère chambre. Nous observons une flamme de structure multiple qui favorise l'accroissement de la surface de la flamme. Ensuite, lorsque la flamme approche les parois tube, sa propagation latérale ralentit. Cela entraine un léger étirement de la flamme dans l'axe du tube, 'finger type'. A l'instant ***t***=2,571 ms (cf 2ème image sur la **Figure V.5**), la flamme approche de la 1ère plaque, on observe alors un allongement de la flamme vers l'axe du tube. Cet allongement est consécutif à la contraction de l'écoulement des gaz frais en amont de la flamme provoqué par l'obstruction de la surface. Les gaz frais sont accélérés au passage de l'obstacle. La flamme est alors convectée, sa surface augmente et elle s'accélère. D'après la **Figure. 4**, la célérité de la flamme mesurée est de l'ordre de 40 m/s à la sortie de la 1ère plaque.

L'expansion de l'écoulement des gaz frais derrière la 1ère plaque, provoque une diminution de la vitesse de flamme. A l'instant ***t***=2,857 ms (cf 3ème image sur la **Figure V.5**), la flamme ne peut pas se propager directement dans la zone de recirculation établie entre les 2 plaques successives en raison de la présence de la couche de cisaillement créée sur le bord amont de la 1ère plaque. Ainsi, la flamme se déplace le long de cette couche. Cependant, dans la 2ème chambre, la flamme est toujours laminaire avec une forme parabolique correspondant au profil de vitesse des gaz frais dans une section droite du tube. L'intensité de la couche de cisaillement étant encore faible, une partie transversale de la flamme brûle progressivement vers les parois du tube. Le contact des gaz frais-produits de combustion augmente le taux de combustion locale, ce qui favorise l'accélération de la flamme.

Puis, la flamme se rapproche progressivement de la 2ème plaque. De la 3ème à la 7ème image sur la **Figure V.5**, le front de flamme devient allongé en raison de la présence des parois du tube et de la plaque. En résumé, il ressort que la variation da la célérité du front de flamme dans la 2ème chambre est la conséquence de la combinaison de l'expansion de

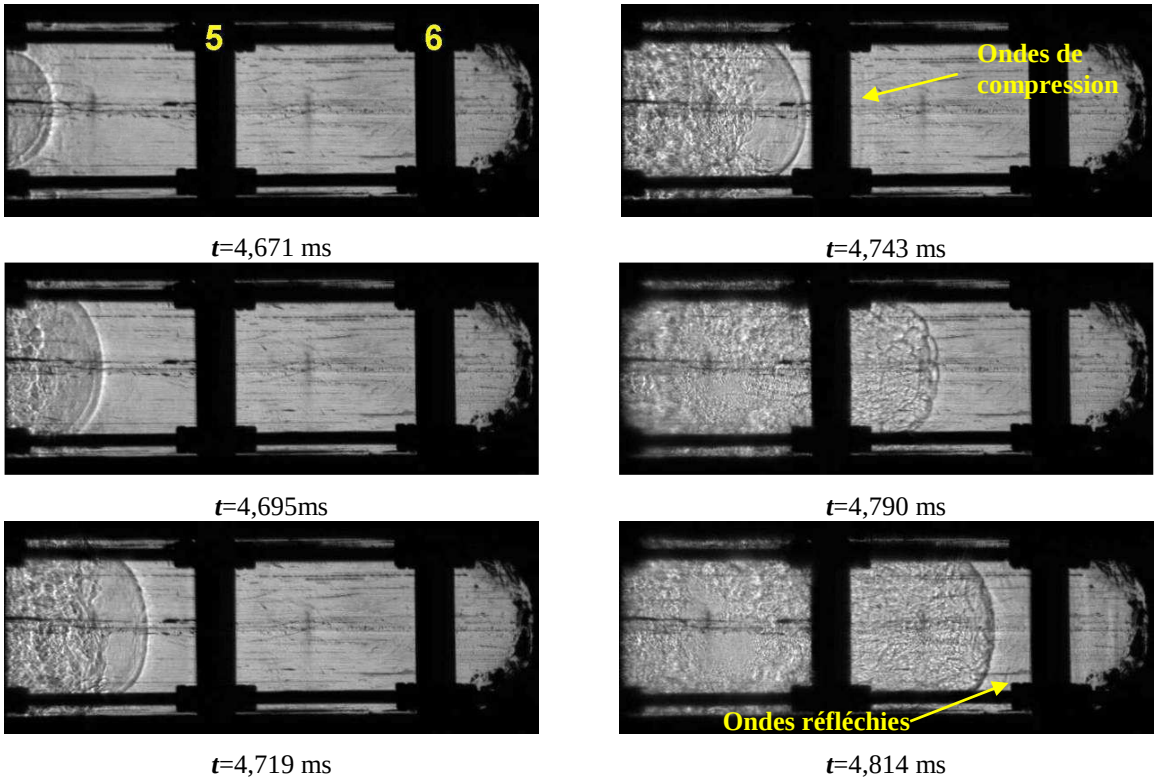
l'écoulement derrière la plaque, l'accroissement de la surface de la flamme et la combustion turbulente retardée créée dans la zone de recirculation entre deux obstacles successifs. D'après la **Figure V.4**, la célérité de la flamme varie alors de 40 à 80 m/s dans la 2ème chambre.

Dans la 3ème chambre, l'intensité de la couche de cisaillement en amont de la 2ème plaque devient forte, la flamme se propage alors plus longuement (cf 8ème image sur la **Figure V.5**) qu'à l'instant ***t***=3,086 ms. Ensuite, elle semble s'enrouler derrière la 2ème plaque comme entrainée dans un vortex (cf 9ème image sur la **Figure V.5**). Dans la partie centrale du tube, la flamme est toujours laminaire. Elle se propage le long de la zone de recirculation établie entre les 2ème et 3ème plaques. Là également le contact entre les gaz frais et les produits chauds de combustion conduit à une combustion violente, turbulente qui va pousser la flamme et l'accélérer. D'après la **Figure V.4**, la célérité de la flamme augmente de 80 à 140 m/s. Dans cette chambre, la flamme ralentit d'abord légèrement parce que l'augmentation de la surface de flamme et donc l'accroissement du taux de production n'est pas suffisant pour compenser les effets de ralentissement liés à l'expansion subsonique de l'écoulement derrière la 2ème plaque. Puis, elle s'accélère en raison de l'augmentation de la surface de flamme consécutive à la contraction de l'écoulement dans les gaz frais et de la combustion turbulente entre les deux plaques adjacentes. Après deux images, la flamme entre dans la 4ème chambre. Une partie transversale de la flamme brûle directement vers les parois du tube. A titre d'exemple, à l'instant ***t***=4,629 ms (cf 10ème image sur la **Figure V.5**), nous voyons qu'une proportion transversale de la flamme touche les parois du tube. D'après la **Figure V.4**, la célérité de la flamme mesurée varie de 100 à 280 m/s. Pour résumer, comme dans la 3ème chambre, la flamme décélère légèrement car l'augmentation de sa surface par conséquent l'augmentation du taux de production n'est pas suffisante pour contrebalancer les effets de l'expansion de l'écoulement derrière la 3ème plaque. Puis, elle ré-accélère suite aux effets combinés de la contraction de l'écoulement des gaz frais devant la 4ème plaque entrainant une augmentation de sa surface et de la combustion turbulente de la zone de recirculation entre les 3ème et 4ème plaques. Par la suite, la flamme entre dans la suivante chambre et le front devient plissé, par exemple, celle observée à l'instant ***t***=4,743 ms.

Compte tenu des niveaux de vitesse atteints dans la 5ème chambre, nous avons choisi une nouvelle cadence de la caméra soit 42 000 *i/s* comme indiquée dans le **Tableau II.3**. Pour les 5ème et 6ème chambres, nous présentons quelques images sur la **Figure V.6** sur le processus de l'accélération de la flamme à la fin du 1er tronçon du tube. A l'instant ***t***=4,671 ms (cf 1ère image sur la **Figure V.6**), la flamme pénètre dans la 5ème chambre. Le front de la flamme devient lumineux sous l'effet des gradients élevés créés par l'accélération de la flamme derrière la 4ème plaque. Nous observons qu'une partie de la flamme brûle directement vers les parois du tube. D'après la **Figure V.4**, la célérité de la flamme varie de 340 à 450 m/s dans cette chambre. Ainsi, la flamme a atteint la célérité du son dans le gaz frais. Bien qu'on ne distingue pas encore d'onde de compression (cf 1ère à 3ème images sur la **Figure V.6**), leur

effet est visible sur la luminosité du front de flamme. La surface du front de flamme ne semble pas beaucoup varier ou du moins augmenter. Le front de flamme semble s'aplanir. Il devient turbulent dans la 6ème chambre. D'après la **Figure V.6**, Une onde de compression apparaît à l'instant ***t***=4,743 ms.

Aussi, dans la 6ème chambre la flamme s'accélère de façon progressive sous l'effet de l'expansion de l'écoulement derrière la 5ème plaque, des gradients plus importants provoqués par des ondes de compression et de la combustion très turbulente retardée dans la chambre précédente. A l'instant ***t***=4,790 ms (cf 5ème image sur la **Figure V.6**), la flamme atteint le centre de cette chambre. Le front de la flamme est fortement plissé. Les ondes de compression apparaissent justes devant la 6ème plaque. Puis, la flamme décélère graduellement à cause de la contraction de l'écoulement devant la 6ème plaque et d'une série d'ondes de choc réfléchies sur la surface amont de cette plaque. A titre d'exemple, nous voyons qu'à l'instant ***t***=4,814 ms (cf 6ème image sur la **Figure V.6**), deux paires de ces ondes de choc réfléchies se propagent en sens inverse vers le front de flamme. Cela entraine une décélération de flamme. D'après la **Figure V.4**, la célérité de la flamme mesurée varie de 450 à 600 m/s. A ce stade, il semble que la variation de la surface de flamme joue un rôle mineur dans l'accélération. Les effets de compression semblent contrôler ce processus: c'est le début du 2ème stade d'accélération.



t=4,671 ms ***t***=4,743 ms

t=4,695ms ***t***=4,790 ms

t=4,719 ms ***t***=4,814 ms

Figure V. 6: Exemples d'accélération de flamme à la fin du 1er tronçon du tube observé par ombroscopie dans le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,9– Obstacle *S*=*D.I* et *e*=8 mm

V.1.4 Mécanismes de propagation de flamme: 2ème stade d'accélération de flamme

Dans cette partie, nous examinons le 2ème stade de l'accélération de flamme au cours duquel la célérité de flamme augmente de la vitesse du son dans les gaz frais à celle du son dans les gaz brûlés le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,9. La caméra **Photron SA5** a été mise en œuvre au cours des essais avec une cadence 62 500 *i/s* et une résolution spatiale 512×208 compte tenue des vitesses indiquées sur la **Figure V.2.** L'évolution de la célérité de flamme ainsi que celle du choc de tête déterminées à partir des visualisations sont portées sur la **Figure V.7** en fonction de l'abscisse. Nous avons également reporté le diagramme de vitesse établi à partir des signaux de pression sur la **Figure V.7**.

D'après **la Figure V.7**, nous remarquons que la célérité de la flamme et du choc de tête déterminée à partir des enregistrements ombroscopiques est légèrement supérieure à celle obtenue à partir des signaux de pression. Cela est lié au fait que les vitesses sont moyennées sur des distances relativement grandes compte tenu de la localisation des capteurs de pression. De plus, il n'est pas facile de déterminer sur un signal de pression, l'instant de passage d'une flamme au niveau du capteur. Les oscillations de célérité ne sont pas visibles sur le diagramme de vitesse résultant des capteurs de pression.

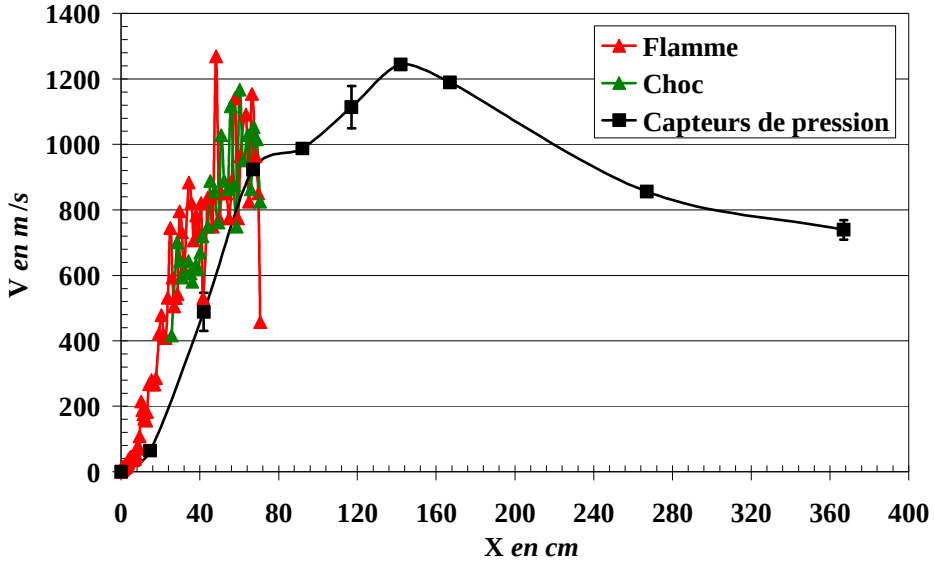


Figure V. 7: Evolution de la célérité de la flamme et du choc de tête en fonction de l'abscisse dans le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,9– Obstacle *S=D.I* et *e*=8 mm

Pour mieux observer la variation de la célérité de la flamme et du choc de tête le long du tube, nous avons représenté, sur la **Figure V.8,** ces célérités en fonction de la distance adimensionnée X/l_{ob}, avec l_{ob}=4,8 cm. Dans cette partie, nous considérons le phénomène de propagation de la flamme entre les 6ème et 15ème plaques de l'obstacle. Néanmoins, nous ne présentons ici que les observations obtenues jusqu'à la 13ème plaque. Au-delà, l'état de la flamme est inchangé, parce qu'elle atteint le régime du blocage thermique.

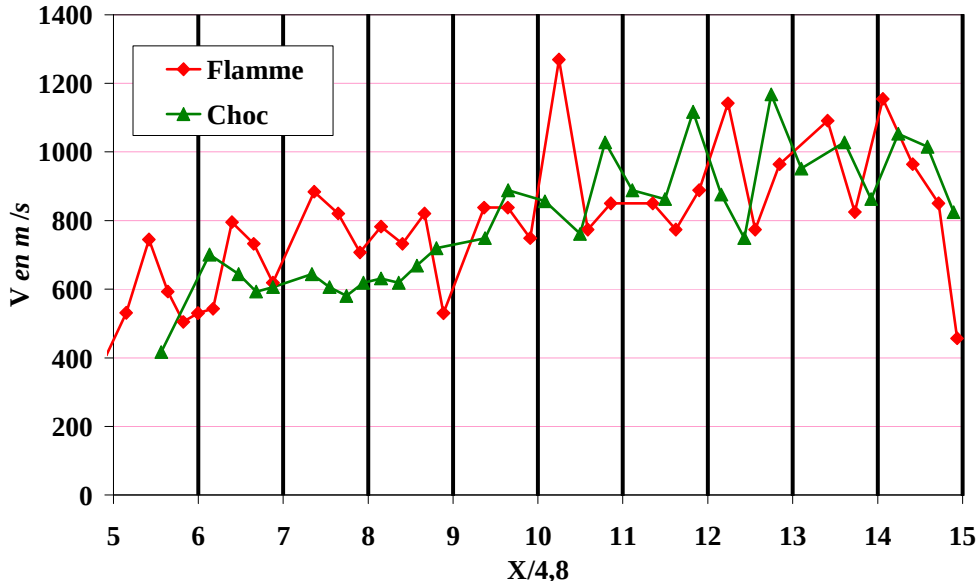


Figure V. 8: Evolution de la célérité de la flamme et du choc de tête en fonction de l'abscisse - Φ=1,1; *x*=0,9 – Obstacle *S*= *D.I*, *e*=8 mm

Nous ne montrons ici que des images typiques (cf la **Figure V.9**) du processus de l'accélération de la flamme observées de la 6ème à la 9ème chambre. A l'instant ***t***=4,779 ms (cf 2ème image sur la **Figure V.9)**, la flamme approche de la 6ème plaque. Une onde de choc apparaît dans la 7ème chambre. Un train d'ondes de choc obliques ou réfléchies est créé aux coins entre les parois du tube et la surface amont de cette plaque suite à la diffraction du choc principal lorsqu'il traverse la plaque. Ces ondes de choc obliques ou réfléchies se propagent transversalement, en X, dans le tube et empêchent probablement l'accélération de la flamme. Ainsi, la flamme est ralentie et la zone réactive devient plus mince. D'après la **Figure V.8**, nous remarquons que la flamme s'accélère initialement de 450 à 750 m/s dans cette chambre et ralentit progressivement de 750 à 500 m/s sous l'effet des ondes de choc réfléchies.

A l'instant ***t***=4,811 ms (cf 3ème image sur la **Figure V.9**), la flamme traverse la 6ème plaque et un train d'ondes de choc apparaît dans la 7ème chambre. Dans les images suivantes, ces ondes de choc se rattrapent progressivement. Il ressort de la **Figure V.8** que la flamme s'accélère de 500 à 800 m/s sous l'effet de l'expansion supersonique d'écoulement derrière la 5ème plaque. Puis, elle ralentit jusqu'à 600 m/s à cause de la contraction d'écoulement et de l'interaction avec les ondes de choc réfléchies par l'obstacle. Nous observons le même comportement du choc (cf **Figure V.8)** qui traverse les zones d'expansion-contraction supersonique créées dans cette chambre. La flamme arrive dans la 8ème chambre à l'instant ***t***=4,907 ms (cf 5ème image sur la **Figure V.9**) précédée d'un train d'ondes de choc. D'après la **Figure V.8**, la flamme s'accélère de 600 à 900 m/s. Pour l'expliquer, nous prenons en compte deux effets: 1) l'expansion de l'écoulement derrière la 7ème plaque et 2) l'accroissement des gradients locaux résultant de la pré-compression par le choc de tête et par les ondes de choc réfléchies sur les parois du tube ou la surface amont de cette plaque. A titre d'exemple, à ***t***=4,859 ms, nous observons qu'une paire d'ondes de choc résultant de la réflexion du choc

précurseur. Puis, la flamme décélère progressivement jusqu'à 700 m/s sous l'effet de contraction d'écoulement et de la réflexion d'ondes de choc à l'abord de la 7ème plaque. De plus, à ***t***=4,939 ms (cf 6ème image sur la **Figure V.9**), une paire d'ondes de choc réfléchies se propagent en sens inverse et rencontrent le front de flamme qui va se trouver freiner.

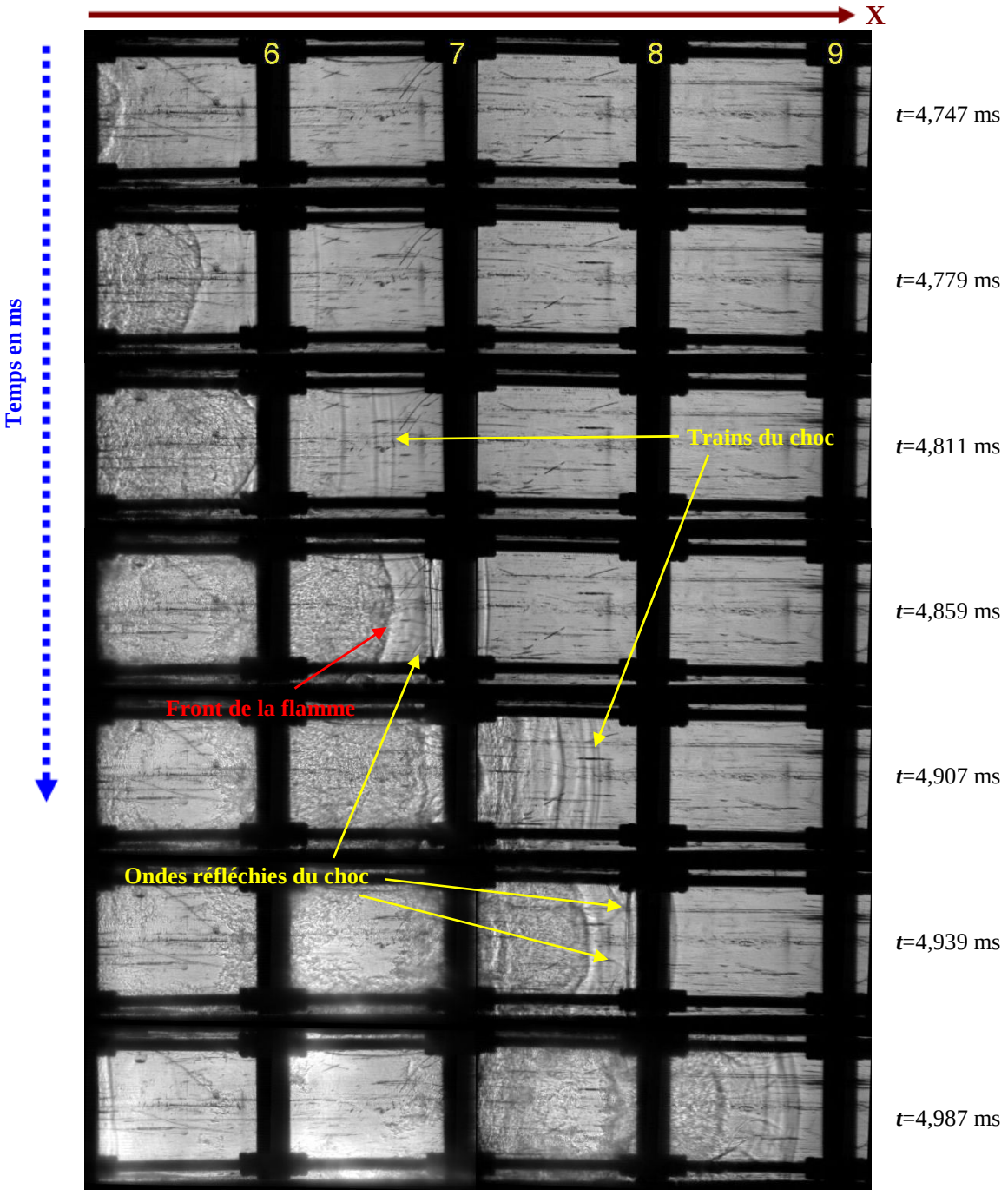
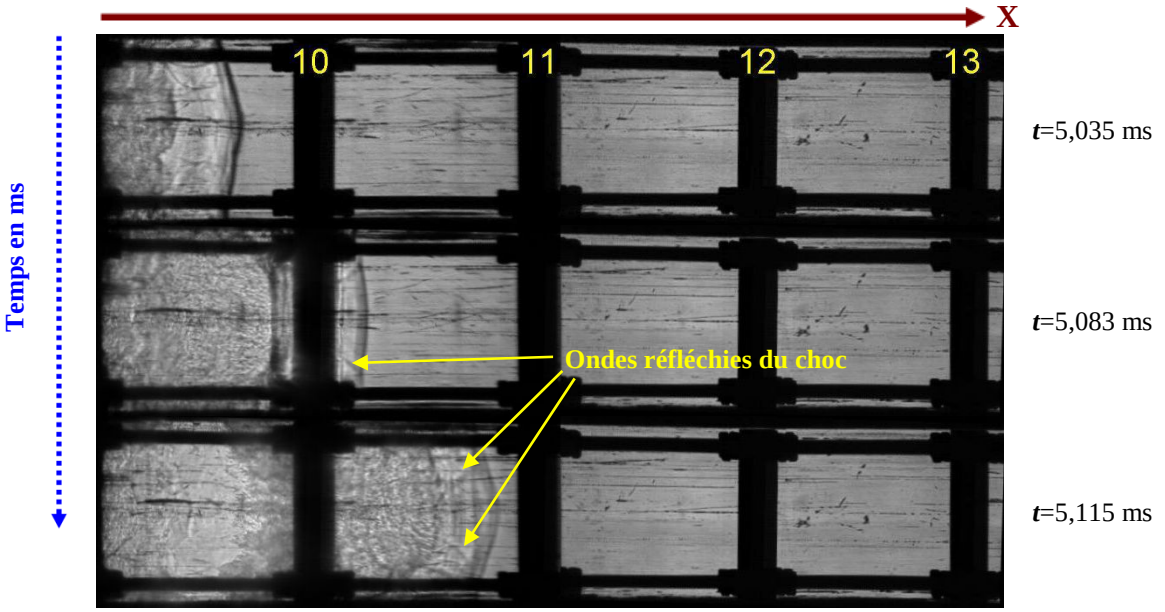


Figure V. 9: Exemple de propagation de flamme au cours du 2ème stade d'accélération de flamme dans le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,9– Obstacle *S*=*D.I* et *e*=8 mm

En résumé, l'accélération de la flamme au cours de ce deuxième stade est contrôlée essentiellement par les ondes de choc créées par la flamme et par les effets résultants de la contraction-expansion de l'écoulement au passage de l'obstacle. Le train d'ondes de choc, les

chocs réfléchis sur les parois du tube ou bien sur les obstacles pré-compriment le mélange frais en amont de la flamme donc augmentent sa réactivité et l'expansion de l'écoulement supersonique vont favoriser l'accélération de la flamme. L'interaction du front de flamme avec les ondes de choc réfléchies et la contraction de l'écoulement vont la freiner. Il en résulte des oscillations importantes de célérité avec une augmentation progressive de la vitesse de flamme.

Nous donnons également quelques exemples (cf la **Figure V.10**) relatifs au processus du 2ème stade d'accélération de flamme de la 10ème à la 13ème plaque qui semblent montrer la structure choc-flamme à l'état du choking régime. En effet, la comparaison de la 1ère, 3ème, 6ème, et 8ème image ou de la 5ème et 7ème image sur la **Figure V.10**, nous permet de constater que la flamme atteint le régime de blocage thermique. La **Figure 8** montre également que la célérité moyenne de flamme ou de choc entre la 10ème et la 14ème plaque correspond à celle du son dans les produits de combustion. Les mécanismes d'accélération sont similaires à ceux décrits plus haut: la flamme s'accélère à travers la plaque et décélère dans la chambre. En revanche, le choc subit une variation inverse. Lorsque la flamme traverse la plaque, le choc précurseur et les ondes de choc réfléchies sur les parois du tube préchauffent le milieu frais devant la flamme, ce qui conduit à une augmentation importante du taux de combustion. Puis, elle décélère sous les effets de contraction d'écoulement dans les gaz frais devant la plaque et de l'interaction des ondes de choc réfléchies sur la surface de la plaque avec la flamme. A titre d'exemple, dans la 13ème chambre, il ressort de la **Figure V.8** que la célérité de la flamme s'accroît de 800 à 1100 m/s, puis décroît jusqu'à 750 m/s. Quant au choc, il ralentit progressivement à travers chacune des plaques à cause de la contraction de l'écoulement devant celle-ci. Puis, il s'accélère suite à l'expansion supersonique de l'écoulement de gaz frais dans la chambre. D'après la **Figure V.8**, nous voyons que la célérité du choc décroît de 1100 à 750 m/s, puis s'accroît jusqu'à environ 1200 m/s.



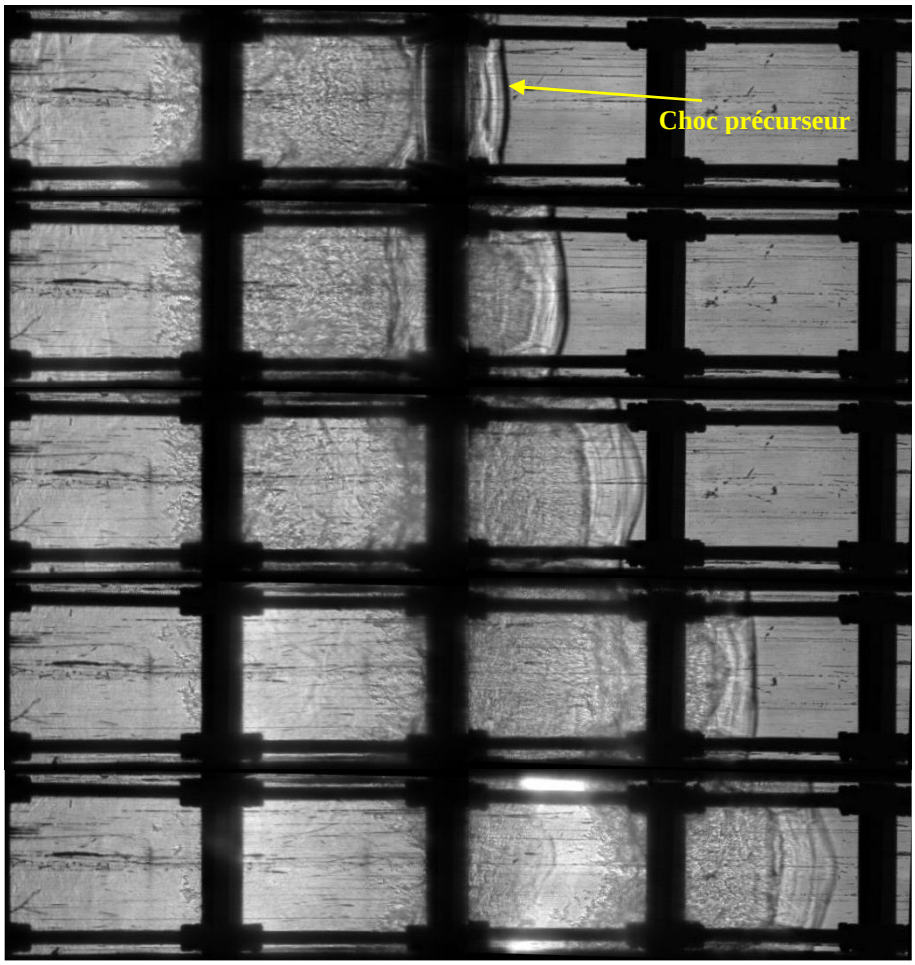


Figure V. 10: Exemple de propagation de flamme au cours du 2ème stade d'accélération de flamme dans le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,9 – Obstacle *S*=*D.I* et *e*=8 mm

V.2 Effet de la réactivité du mélange sur les mécanismes de propagation de flamme

V.2.1 Effet de la composition du mélange

Pour examiner l'effet de la réactivité du mélange sur le 1er stade de l'accélération de flamme, nous avons effectué des essais pour le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,95 dans le tube muni du même obstacle. Les paramètres de la caméra que nous avons choisis lors des essais sont identiques à ceux utilisés pour le mélange Φ=1,1; *x*=0,9. L'évolution de la célérité de la flamme est donnée sur la **Figure V.11** en fonction de l'abscisse adimensionnée. D'après cette figure, nous voyons que la flamme s'accélère progressivement jusqu'à 800 m/s. La célérité de la flamme atteint celle du son dans les gaz frais dans la 4ème chambre.

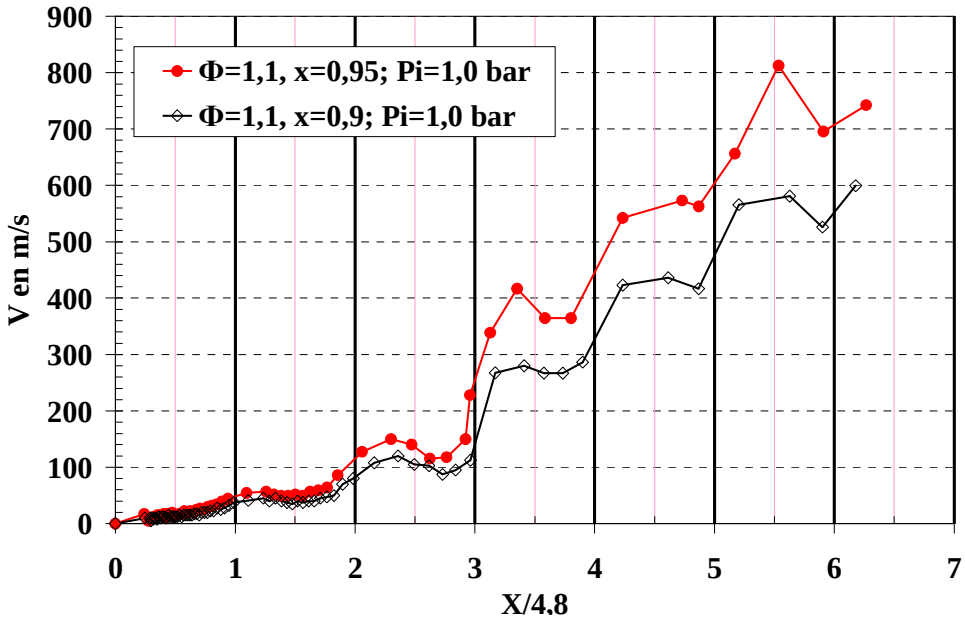


Figure V. 11: Evolution de la célérité de la flamme et du choc de tête en fonction de l'abscisse dans les mélanges binaires Φ=1,1; *x*=0,9 et *x*=0,95 – Obstacle *S*=*D.I* et *e*=8 mm

Pour le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,95, nous donnons sur la **Figure V.12** quelques exemples d'enregistrements ombroscopiques de la propagation de la flamme. Une comparaison entre les **Figures V.4** et **11** nous permet d'observer un comportement similaire relatif au 1er stade du processus d'accélération pour ces deux mélanges. Ainsi, nous voyons que les mécanismes physiques tels que l'augmentation de la surface de la flamme et la combustion retardée dans la zone de recirculation entre deux plaques adjacentes sont responsables de l'accélération de flamme. De plus, les mesures de célérité de flammes par ombroscopie mettent en évidence des oscillations de vitesse de flamme consécutives à leur propagation dans la zone de contraction-expansion de l'écoulement dans le milieu amont.

Au début, la flamme s'accélère sous l'effet de l'expansion des produits de combustion (cf 1ère à 3ème images sur la **Figure V.12**) et de l'accroissement de la surface de la flamme. Nous remarquons également le développement d'une flamme multi-structure (cf 1ère à 7ème images sur la **Figure V.12**) issue des perturbations de la présence de l'électrode, ce qui favorise aussi l'accélération de la flamme. Tant que la couche de cisaillement établie à l'abord de la plaque est faible, la flamme se propage le long du vortex derrière la plaque (cf 4ème image sur la **Figure V.12**) et brûle progressivement vers la zone de recirculation (cf 5ème image sur la **Figure V.12**). Puis, la flamme ne peut pas brûler rapidement vers les parois du tube à cause de la présence d'une couche de cisaillement plus importante créée en amont de la plaque (cf 7ème et 8ème images sur la **Figure V.12**), le long de laquelle la flamme se propage. Lorsqu'elle arrive à la fin de cette couche, la flamme s'enroule dans la zone de recirculation et brûle graduellement en sens inverse vers la plaque précédente (cf 9ème image sur la **Figure V.12**). Cela va augmenter le taux local de combustion.

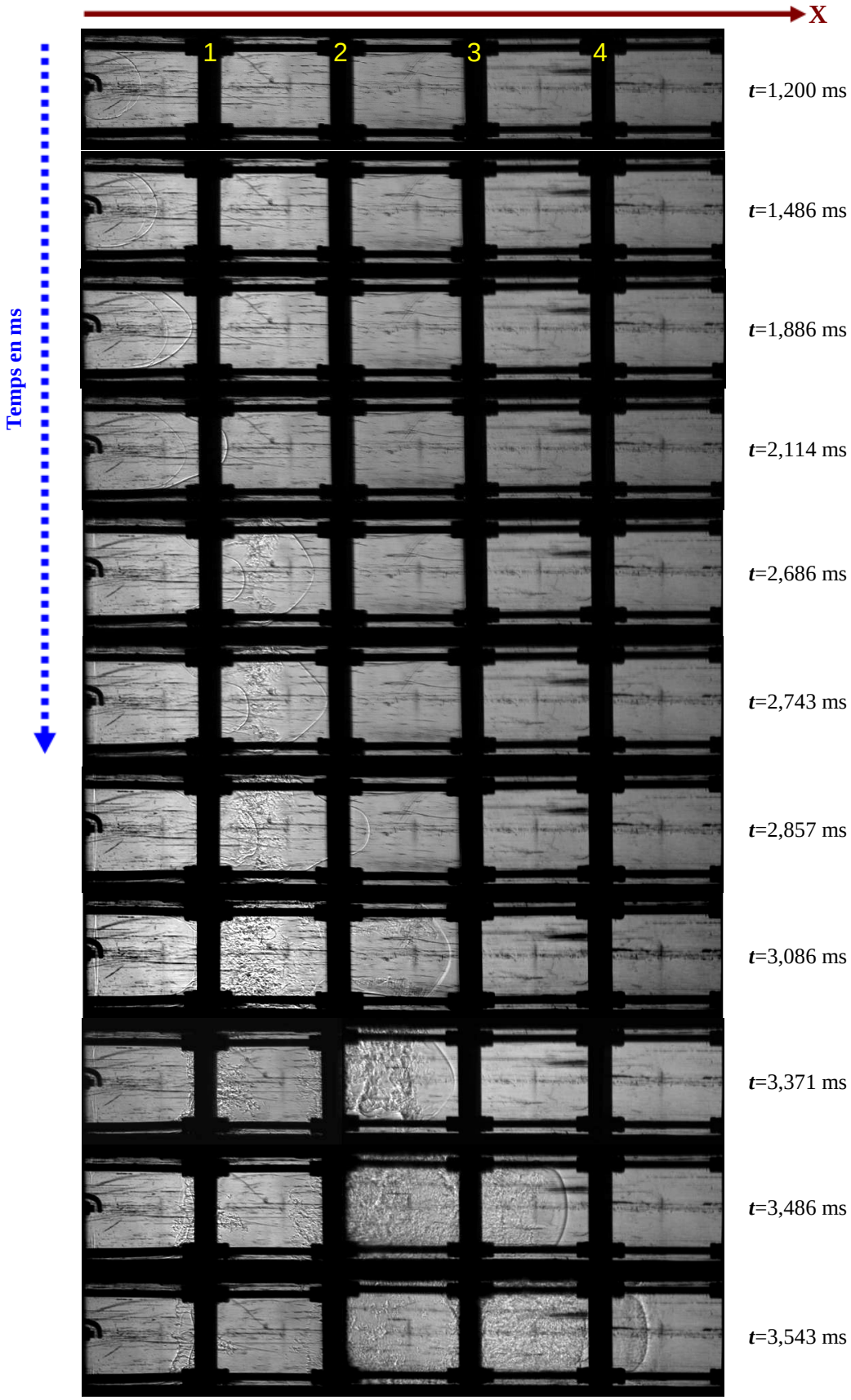
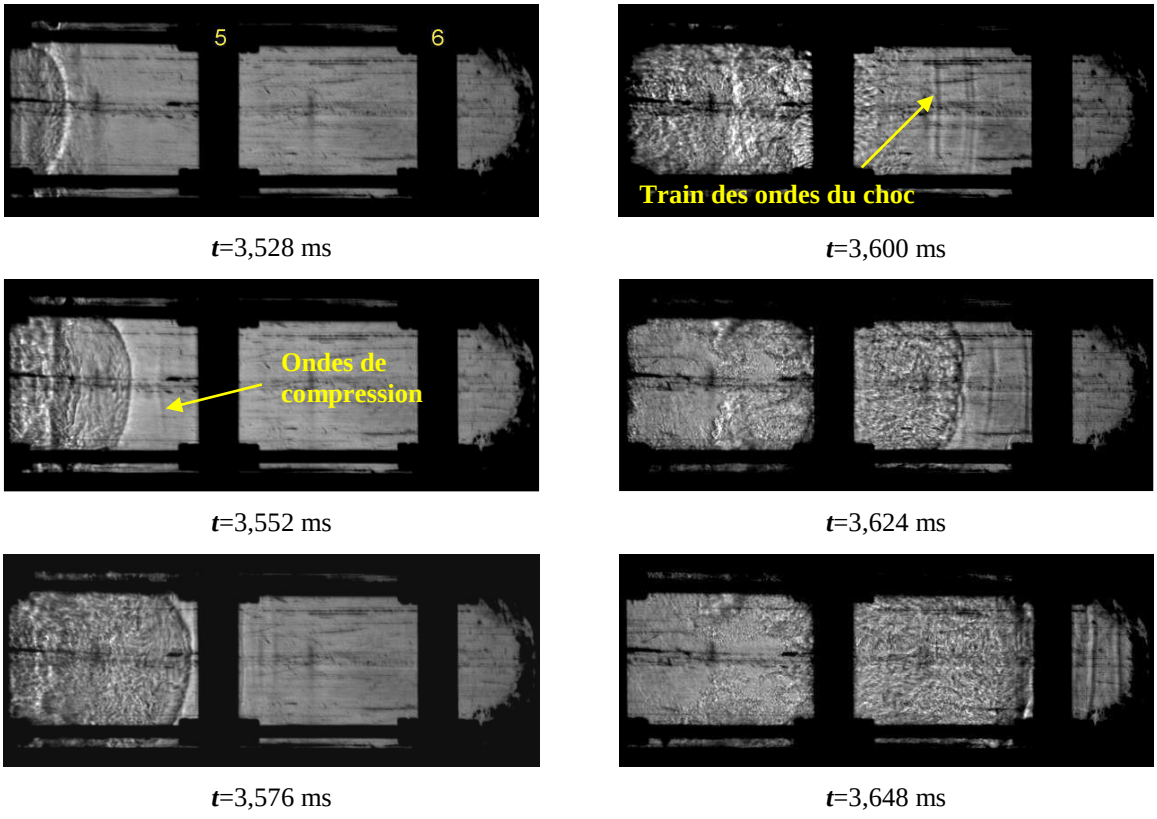


Figure V. 12: Exemple de propagation de flamme au cours du 1er stade d'accélération de flamme dans le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,95 – Obstacle *S*=*D.I* et *e*=8 mm

Par la suite, la flamme génère des ondes de compression de faible amplitude. Dans ce cas, l'effet de compression ne peut pas être négligeable. Pour mieux observer le phénomène à la fin du 1er tronçon, nous avons utilisé une cadence de 42 000 *i/s* pour la caméra. Nous présentons sur la **Figure V.13** six enregistrements obtenus sur la propagation de flamme dans les 5ème et 6ème chambres. Une comparaison entre les **Figures V 6** et **13** nous permet de remarquer que les mécanismes d'accélération de flamme sont similaires à ceux identifiés précédemment. Le front de flamme devient lumineux et la flamme brûle rapidement vers les parois du tube comme cela a été observé sur la **Figure V 6**. D'après **la Figure V.11**, la célérité de la flamme varie de 450 à 800 m/s dans ces deux chambres. La flamme s'accélère à travers la plaque sous l'effet de l'augmentation des gradients locaux provoqués par des ondes de compression (cf 11ème image sur la **Figure V.12** et 1ère image sur la **Figure V.13**) et de l'expansion supersonique d'écoulement derrière la plaque. Puis, elle décélère à cause des ondes de choc réfléchies et de contraction d'écoulement dans les gaz frais devant la plaque.



t=3,528 ms ***t***=3,600 ms

t=3,552 ms ***t***=3,624 ms

t=3,576 ms ***t***=3,648 ms

Figure V. 13: Exemple de propagation de flamme à la fin du 1er tronçon du tube lors d'accélération de flamme dans le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,95 – Obstacle *S*=*D.I* et *e*=8 mm

La **Figure V.11** montre que la célérité à *x*=0,95 est constamment supérieure à celle de *x*=0,9. C'est la conséquence des propriétés intrinsèques différentes entre eux. A titre d'exemple, nous voyons que la flamme atteint la 1ère plaque à différent instant due à la différence de la célérité de la flamme laminaire. Puis, cette différence est amplifiée davantage lors de la propagation de la flamme. Par exemple, la première onde de compression est

observée à ***t***=4,743 ms derrière la 5ème plaque pour *x*=0,9, mais à ***t***=3,552 ms devant la 5ème plaque pour *x*=0,95.

V.2.2 Effet de la pression initiale

Sur la **Figure V.14**, l'évolution de la célérité de la flamme mesurée par la caméra est donnée en fonction de l'abscisse adimensionnée pour le mélange Φ=1,1; *x*=0,95 à des pressions initiales de 0,5 bar et de 1,0 bar. Cette figure montre que pour la pression faible, la flamme s'accélère graduellement. Sa célérité augmente jusqu'à 650 m/s. Elle est toujours inférieure à celle obtenue à $\mathbf{P_0}$=1,0 bar. Les oscillations de célérité sont évidentes au passage des plaques le long du tube.

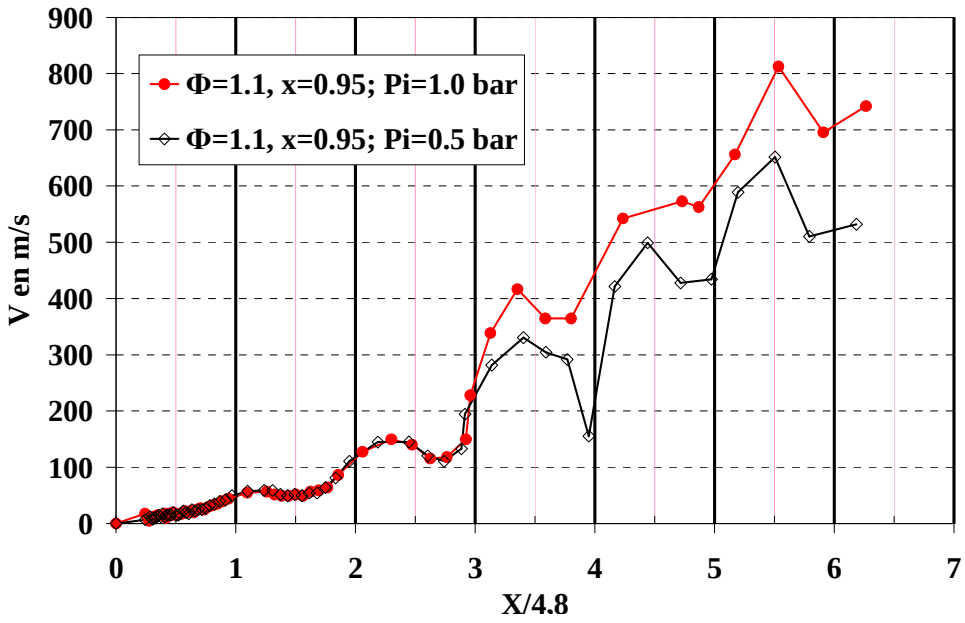
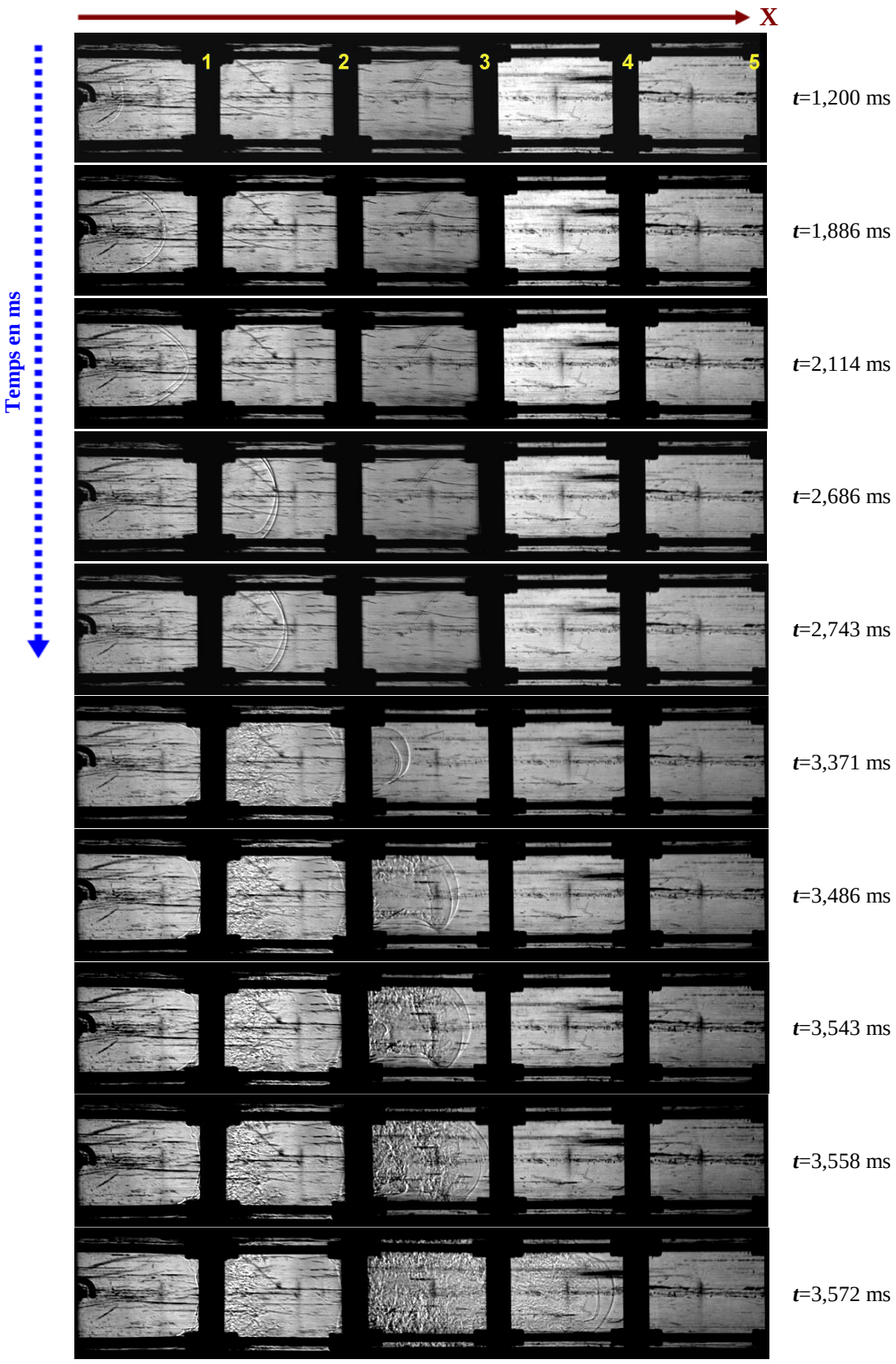


Figure V. 14: Evolution de la célérité de la flamme et du choc de tête en fonction de l'abscisse adimensionnée dans le mélange Φ=1,1; *x*=0,95 à deux pression initiales de 0,5 et de 1,0 bar – Obstacle *S*=*D.I* et *e*=8 mm

Nous présentons quelques exemples sur la **Figure V.15** pour exploiter nos observations relatives au processus de l'accélération de la flamme dans le mélange Φ=1,1; *x*=0,95 à $\mathbf{P_0}$=0,5 bar. La **Figure V.15** nous permet de vérifier que les mécanismes d'accélération de flamme sont similaires à ceux décrits à $\mathbf{P_0}$=1,0 bar. Pour le 1er stade, l'expansion des produits de combustion (cf 1ère à 3ème images sur la **Figure V.15**), l'augmentation de la surface de la flamme et la combustion retardée entre deux plaques successives (cf 9ème et 10ème image sur la **Figure V.15**) sont responsables de l'accélération de la flamme. La flamme décélère à cause de la combinaison entre l'accroissement de surface de flamme et la contraction de l'écoulement (cf 3ème image sur la **Figure V.15**) dans les gaz frais devant la plaque. La présence d'une couche de cisaillement créée devant la plaque empêche la pénétration de la flamme dans la zone de recirculation établie dans la chambre (cf 4ème, 6ème et 7ème images sur la **Figure V.15**). Puis, la flamme se propage le long de la zone de

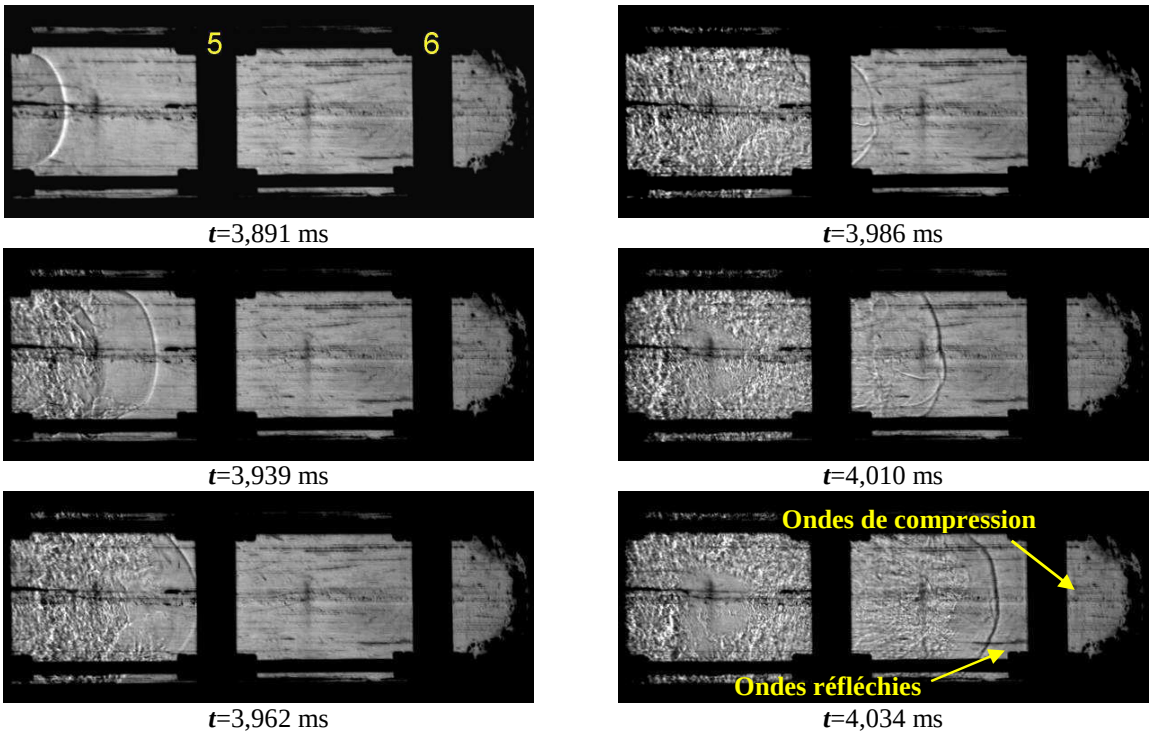
recirculation à la fin de cette couche (cf 7ème à 9ème images sur la **Figure V.15**) ou s'enroule autour des vortex établis derrière la plaque (cf 4ème et 5ème images sur la **Figure V.15**).



t=3,743 ms

Figure V. 15: Exemple de propagation de flamme au cours du 1ème stade d'accélération de flamme dans Φ=1,1; *x*=0,95 à P_0=0,5 bar – Obstacle *S*=*D.I* et *e*=8 mm

Des exemples donnés sur la **Figure V.16** concernent les 5ème et 6ème chambres. Lorsque la flamme traverse la plaque, elle s'accélère à cause de l'augmentation des gradients locaux et de l'effet de l'expansion supersonique d'écoulement derrière la plaque (cf 1ère et 4ème images sur la **Figure V.16**). Ces gradients sont renforcés par les ondes de compression que l'on commence à distinguer sur la 6ème image. La flamme ralentit suite à la contraction de l'écoulement dans les gaz frais devant la plaque (cf 2ème, 3ème et 6ème images sur la **Figure V.16**). La **Figure V.14** montre que la flamme atteint la célérité du son dans les gaz frais dans la 5ème chambre. Sa célérité varie de 400 à 650 m/s.



t=3,891 ms ***t***=3,986 ms

t=3,939 ms ***t***=4,010 ms

t=3,962 ms ***t***=4,034 ms

Figure V. 16: Exemple de propagation de flamme à la fin du 1er tronçon du tube lors d'accélération de flamme dans le mélange Φ=1,1; *x*=0,95 à P_0=0,5 bar – Obstacle *S*=*D.I* et *e*=8 mm

Sur la **Figure V.17**, nous comparons les diagrammes de marche obtenus pour ce mélange à deux pressions initiales. Les **Figures V. 14** et **17** nous permettent d'observer que plus la pression initiale est importante, plus la célérité de la flamme est élevée. Nous voyons la première onde de compression à ***t***=4,034 ms dans la 7ème chambre à $\mathbf{P_0}$=0,5 bar. Elle est observée à ***t***=3,552 ms devant la 5ème plaque à $\mathbf{P_0}$=1bar.

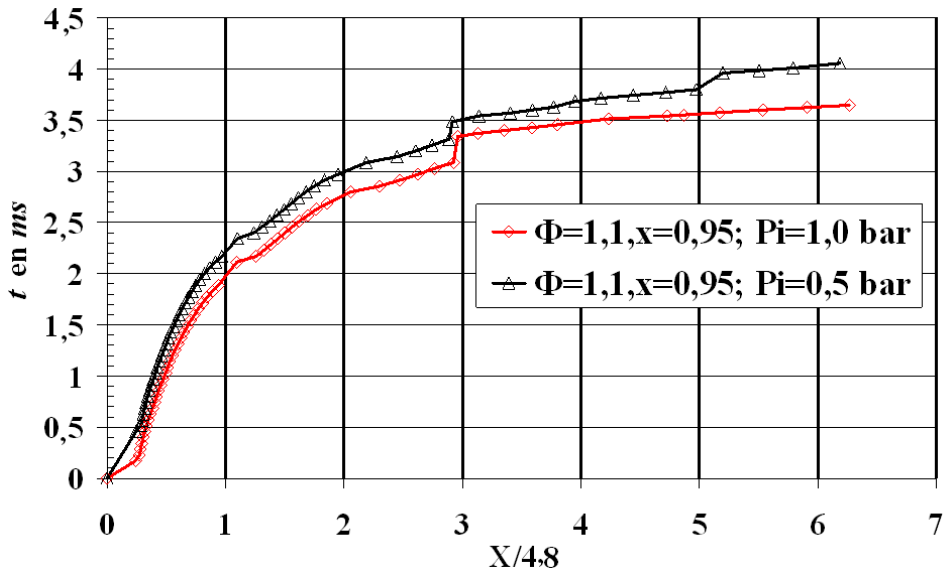


Figure V. 17: Diagrammes de marche (*t*, X) dans le mélange Φ=1,1; *x*=0,95 à P_0=0,5 bar – Obstacle *S*=*D.I* et *e*=8 mm

V.3 Effet des obstacles sur les mécanismes de propagation de flamme

V.3.1 Plaque plane avec orifice de pas *S*=0,5*D.I* et d'épaisseur *e*=8 *mm*

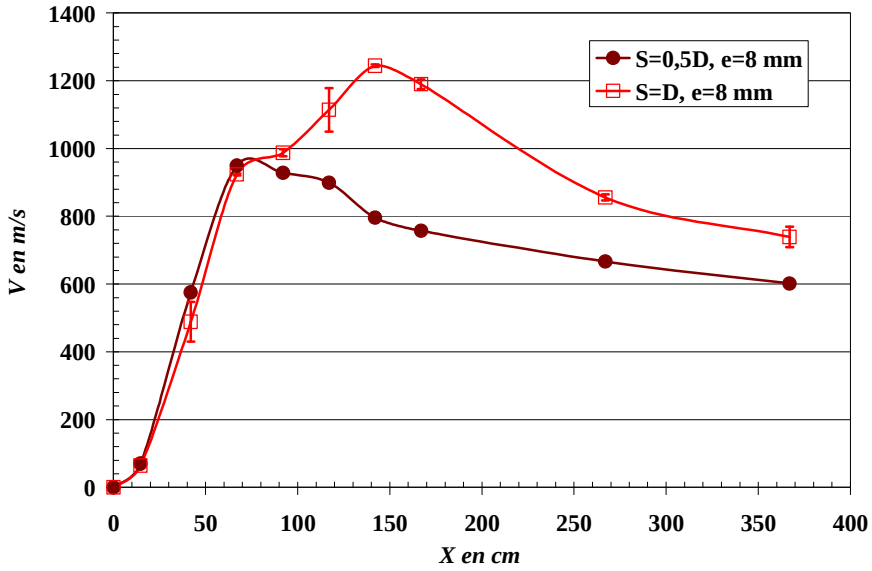


Figure V. 18: Diagramme de vitesse (V, X) pour le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,9 dans un tube muni d'obstacle de *S*=0,5*D.I* et *e*=8 mm

Dans cette partie, nous comparons les résultats obtenus avec un obstacle de pas ***S***=0,5***D.I*** (cas 1), d'épaisseur ***e***= 8 mm et de longueur 1 m à ceux obtenus avec l'obstacle de pas ***S***=***D.I*** (cas 2). L'évolution de la célérité locale de la flamme et du choc est donnée sur la **Figure V.18** en fonction de l'abscisse. La figure montre que pour ces deux cas, la flamme s'accélère progressivement sous l'effet de la présence des obstacles. Néanmoins, nous voyons que la célérité de la flamme est constamment supérieure dans le cas 1 à celle observée dans le

cas 2 lorsque la flamme atteint le régime de blocage thermique. De plus, la flamme atteint la célérité du son dans les gaz frais à **X**=32 cm dans le cas 1, mais à **X**=35 cm dans le cas 2. La flamme atteint le régime du blocage thermique à la même abscisse. Cependant, la flamme ne se maintient pas à cette vitesse longtemps et ralentit progressivement à la sortie de l'obstacle.

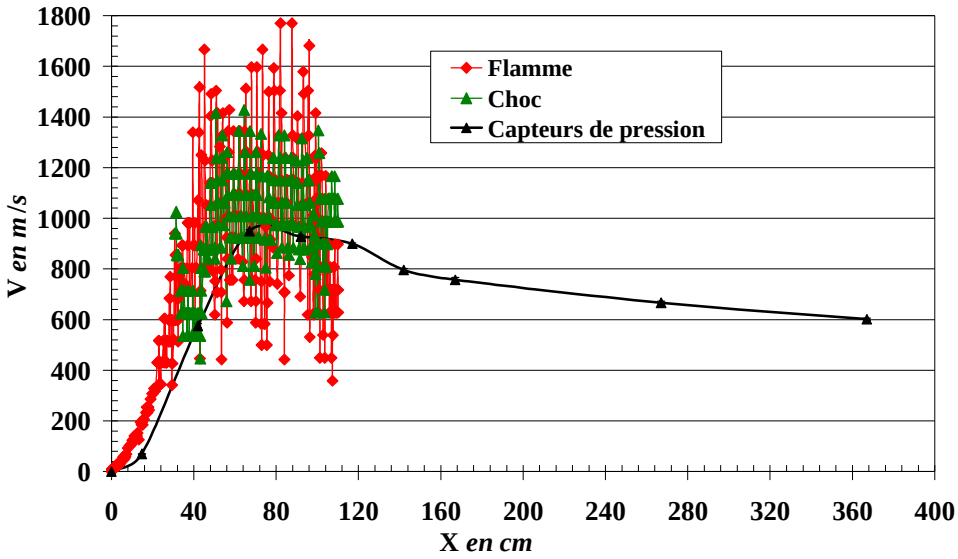


Figure V. 19: Evolution de la célérité de la flamme et du choc de tête obtenue par caméra et capteurs de pression en fonction de l'abscisse pour le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,9 dans un tube muni d'obstacles de *S*=0,5 *D.I* et *e*=8 mm

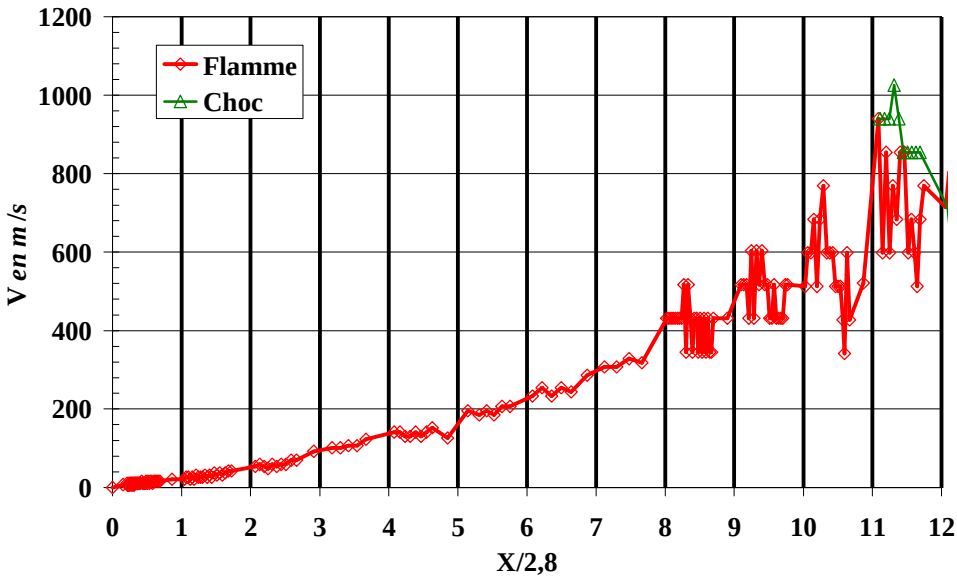


Figure V. 20: Evolution de la célérité de la flamme et du choc de tête par caméra et capteurs de pression en fonction de l'abscisse adimensionnée pour le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,9 dans un tube muni d'obstacles de *S*=0,5 *D.I* et *e*=8 mm

Pour le cas 1, nous présentons l'évolution de la célérité de la flamme sur la **Figure V.19** obtenue à partir des signaux de pression ou à partir des visualisations par la caméra

Shimadzu en fonction de l'abscisse. Il en ressort que la célérité de la flamme obtenue par la caméra est légèrement supérieure à celle déduite des signaux de pression.

L'évolution de la célérité de la flamme et du choc est donnée sur la **Figure V.20** en fonction de l'abscisse adimensionnée. D'après cette figure, nous remarquons que la flamme s'accélère progressivement. Les oscillations de célérité de flamme sont plus faibles dans les 8 premières chambres (cf **Figure V.4**). Elles deviennent significatives à partir de la 8ème chambre. Ainsi, il semble que la contraction-expansion de l'écoulement dans les gaz frais joue un rôle mineur lors de la propagation de la flamme. Les oscillations deviennent évidentes lorsque les effets de compression commencent à être importants dans la chambre. Des ondes de compression sont observées dans la 12ème chambre comme le montre la **Figure V.21**.

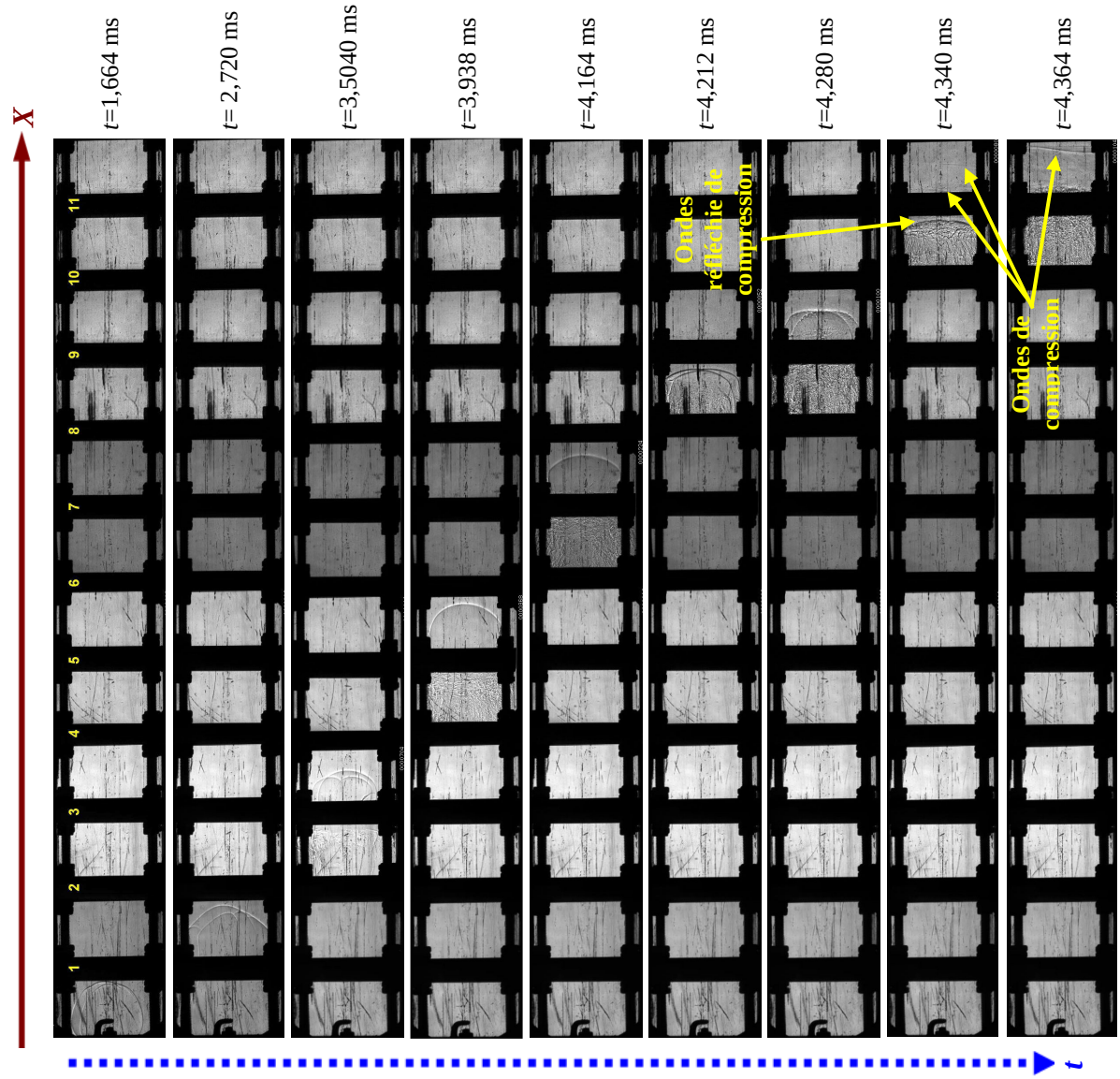


Figure V. 21: Exemple de propagation de flamme au cours du 1er stade d'accélération de flamme pour le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,9 dans un tube muni d'obstacles de *S*=0,5 *D.I* et *e*=8 mm

Sur la **Figure V.21**, nous donnons un exemple d'enregistrements ombroscopiques sur le 1er stade de propagation de la flamme en présence de l'obstacle cas 1. Les mécanismes observés avec l'obstacle cas 2 sont retrouvés. L'accroissement de la surface de flamme et la combustion turbulente entre les deux plaques favorisent l'accélération. L'augmentation de la surface de la flamme est due à l'expansion des produits de combustion et à la présence de la plaque qui ralentit la progression de la flamme latéralement et provoque son étirement. Comme nous l'avons dit au-dessus, la célérité de la flamme augmente de façon monotone dans les 8 premières chambres, parce que la contraction-expansion de l'écoulement dans les gaz frais semble jouer un rôle mineur. Lorsque la couche de cisaillement créée devant la plaque est faible, la flamme brûle vers les parois du tube (cf 2ème image sur la **Figure V.21**). Ensuite, elle se propage le long de cette couche (cf 3ème à 5ème images sur la **Figure V.21**) et entre dans la chambre suivante (cf 6ème image sur la **Figure V.21**). L'expansion des produits de combustion résultant de la combustion retardée entre deux plaques adjacentes augmente la surface de la flamme. Les perturbations de l'électrode sont visibles sur la flamme qui présente plusieurs lobes (cf 1ère à 3ème, 6ème et 7ème images sur la **Figure V.21**).

D'après la **Figure V.20**, nous voyons que la célérité de la flamme mesurée varie de 360 à 900 m/s dans les 9ème à 12ème chambres. L'oscillation évidente de la célérité de la flamme est la conséquence de l'effet de compression. La flamme s'accélère à travers la plaque en raison de l'accroissement de la surface de la flamme, de l'augmentation des gradients locaux et de l'expansion supersonique de l'écoulement derrière la plaque (cf 9ème image sur la **Figure V.21**). Ainsi, le front devient plus lumineux (cf 7ème image sur la **Figure V.21**). Puis, elle ralentit progressivement à cause des ondes de choc réfléchies sur la plaque et de la contraction de l'écoulement devant la plaque (cf 8ème image sur la **Figure V.21**).

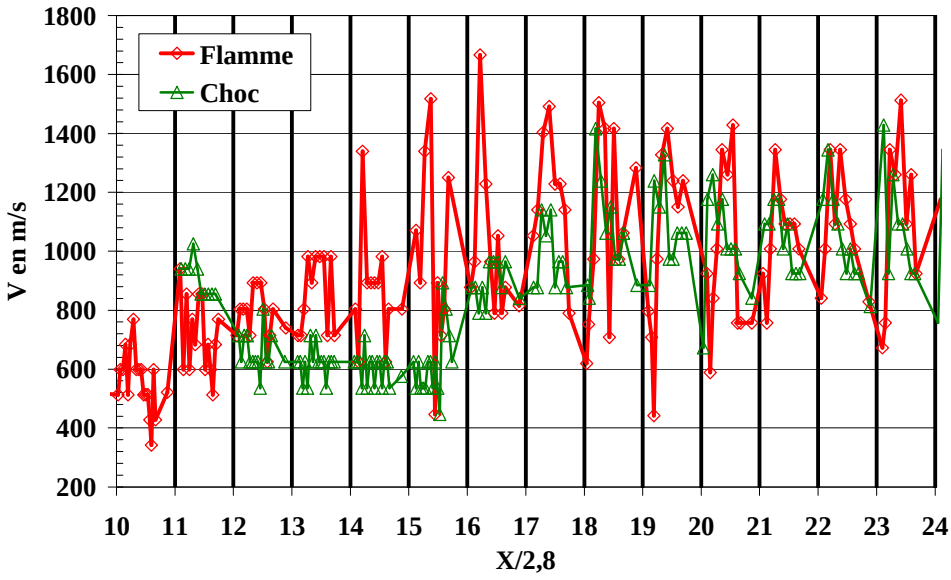


Figure V. 22: Evolution de la célérité de flamme et du choc de tête en fonction de l'abscisse adimensionnée pour le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,9 dans un tube muni d'obstacle de *S*=0,5 *D.I* et *e*=8 mm

En ce qui concerne le 2ème stade, nous avons représenté l'évolution de la célérité de la flamme et du choc sur la **Figure V.22** en fonction de l'abscisse adimensionnée. Il en ressort que la flamme s'accélère à travers la plaque et décélère dans la chambre. Il semble que la flamme atteint le régime du blocage thermique à partir de la 16ème chambre. L'oscillation de sa célérité de 400 à 1700 m/s est plus importante que celle présentée sur la **Figure V.8** avec l'obstacle du cas 2. Les ondes de choc ont quasiment le même comportement.

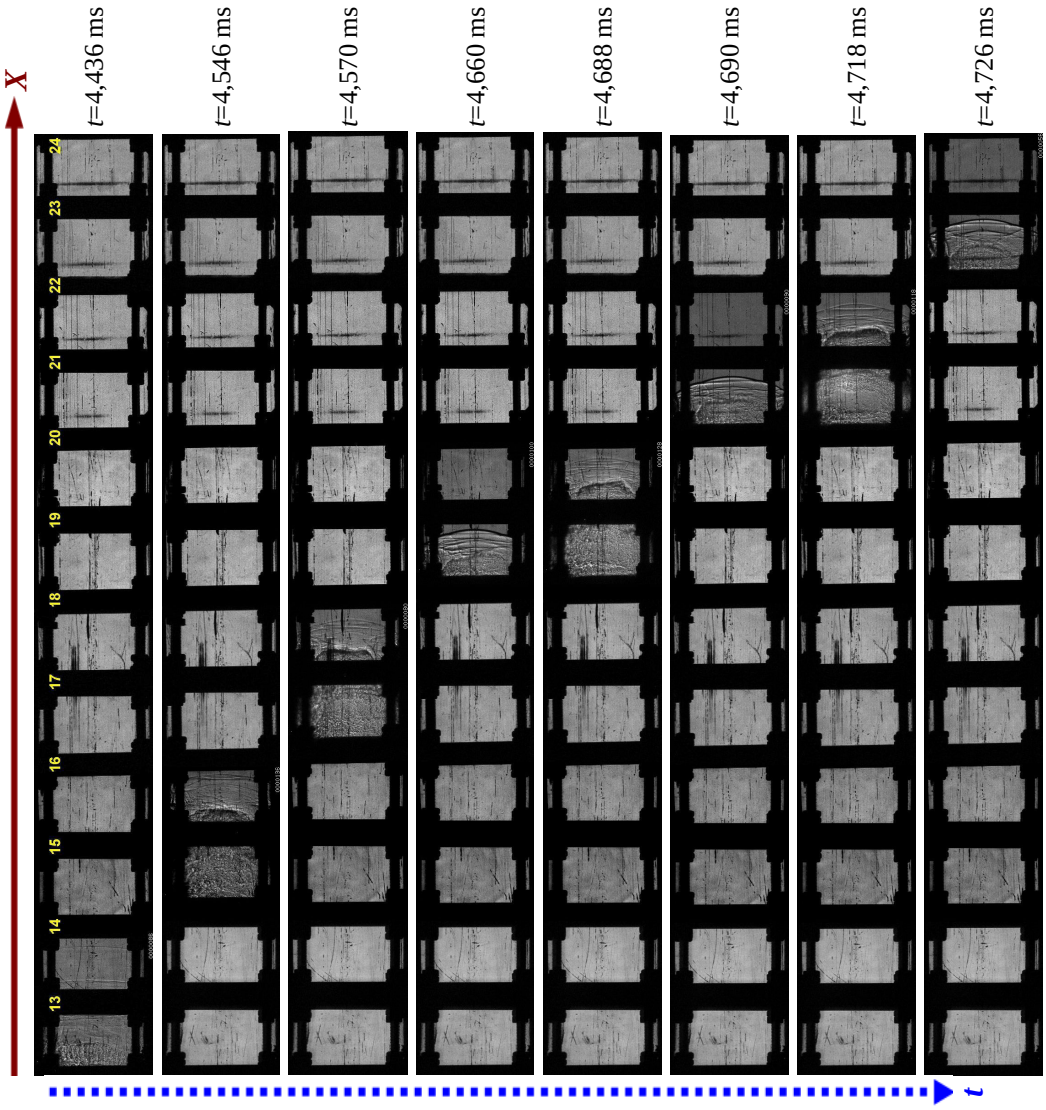


Figure V. 23: Exemple de propagation de flamme au cours du 1er stade d'accélération de flamme pour le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,9 dans un tube muni d'obstacles de *S*=0,5 *D.I* et *e*=8 mm

Les enregistrements ombroscopiques correspondant au 2ème stade d'accélérations sont donnés sur la **Figure V.23**. Elles montrent un train d'ondes de choc dans les 13ème et 14ème chambres à l'instant ***t***=4,436 ms. Elles se rattrapent progressivement pour renforcer le choc précurseur (cf 2ème image sur la **Figure V.23**). Une comparaison entre les 3ème, 5ème et 7ème images ou les 4ème, 6ème et 8ème images indiquées sur la **Figure V.23** nous permet de voir que la flamme semble atteindre un état stable à partir de la 16ème chambre. A partir de ces enregistrements, nous pouvons tracer l'évolution de la célérité de la flamme et du choc (cf la

Figure V.24) et le diagramme de marche (cf la **Figure V.25**) en fonction de l'abscisse adimensionnée dans les 25ème à 30ème chambres. D'après les **Figures V.24** et **25**, nous notons un comportement identique à celui observé dans les 16ème à 24ème chambres. La flamme ou le choc s'accélère à travers les plaques et décélère entre deux plaques adjacentes. Sa célérité moyenne est de l'ordre de 1000 m/s comparable à celle du son dans les produits de combustion. La flamme a donc atteint le régime de blocage thermique.

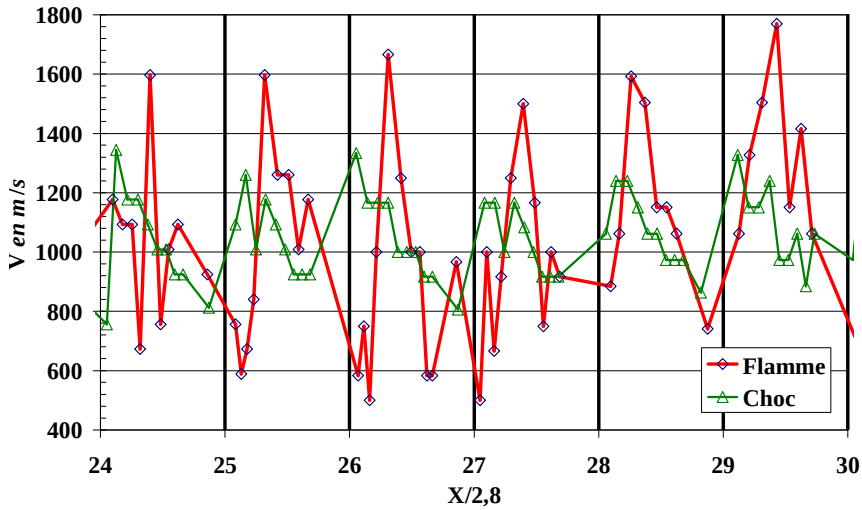


Figure V. 24: Evolution de la célérité de la flamme et du choc de tête en fonction de l'abscisse adimensionnée - Φ=1,1; *x*=0,9 et P_0=1 bar - *S*=0,5*D.I*, *e*=8 mm

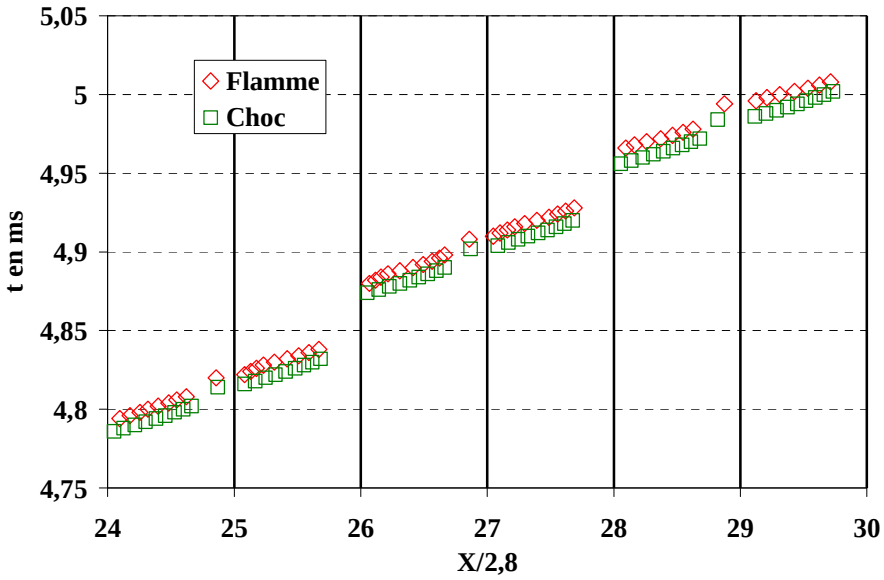


Figure V. 25: Diagramme de marche - Φ=1,1; *x*=0,9 - *S*=0,5*D.I*, *e*=8 mm

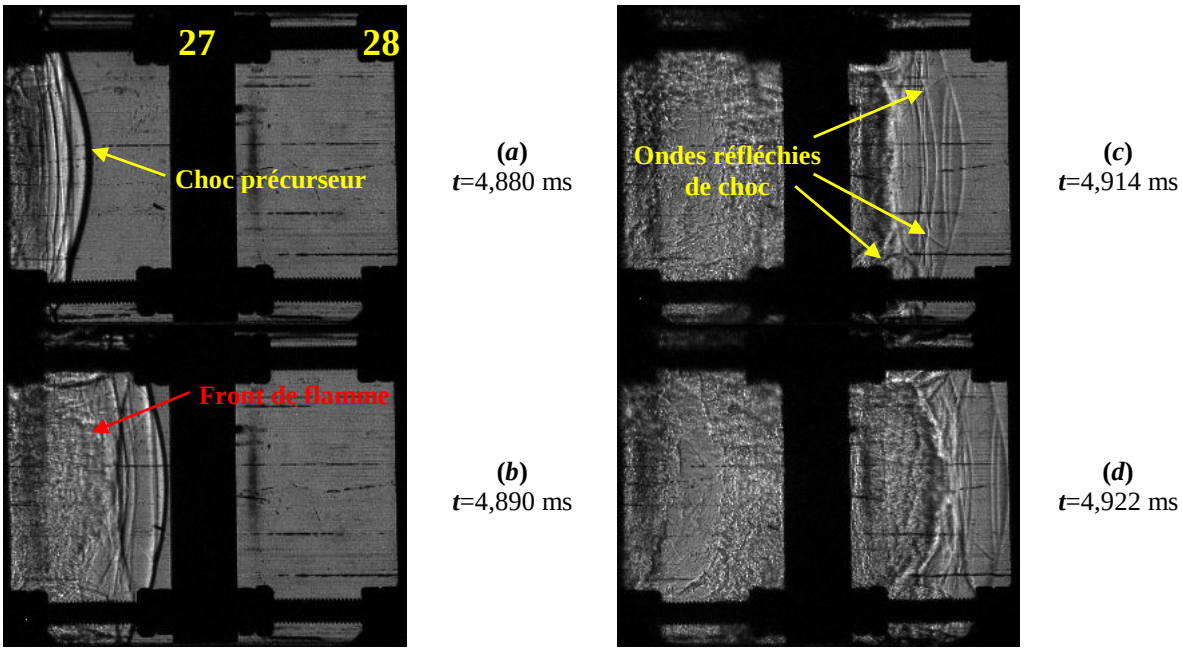


Figure V. 26: Exemple de propagation de flamme et de choc de tête lors d'accélération de flamme de la 27ème à la 28ème chambre pour le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,9 dans un tube muni d'obstacle de *S*=0,5*D.I* et *e*=8 mm

Sur la **Figure V.26** nous présentons 4 exemples relatifs à la propagation de la flamme de la 27ème à la 28ème chambre. A l'instant ***t***=4,880 ms (cf 1ère image sur la **Figure V.26**), le choc précurseur arrive dans la 27ème chambre. D'après la **Figure V.24**, la célérité de la flamme augmente de 500 à 1650 m/s à cause de la collision entre la flamme et des ondes de choc réfléchies sur les parois du tube ou sur la 26ème plaque et de l'expansion supersonique de l'écoulement dans les gaz frais derrière la plaque. Cette collision fait augmenter de façon importante le taux de combustion locale et la libération de l'énergie. Puis, la flamme décélère (cf 2ème image sur la **Figure V.26**) sous l'effet d'ondes de choc réfléchies devant la 27ème plaque et de la contraction de l'écoulement dans les gaz frais. Lorsque le choc traverse cette chambre, il s'accélère de 900 à 1300 m/s et ralentit jusqu'à 800 m/s en raison de l'expansion-contraction de l'écoulement dans les gaz frais. En outre, une comparaison entre la **Figure V.26(*a*)** et **(*c*)** ou **26(*b*)** et **(*d*)** et l'analyse des **Figures V.24** et **25** nous permettent de constater le même comportement dans la 28ème chambre.

Des exemples d'enregistrements ombroscopiques sur le processus d'accélération de flamme avec cet obstacle sont donnés dans l'annexe 4.A.

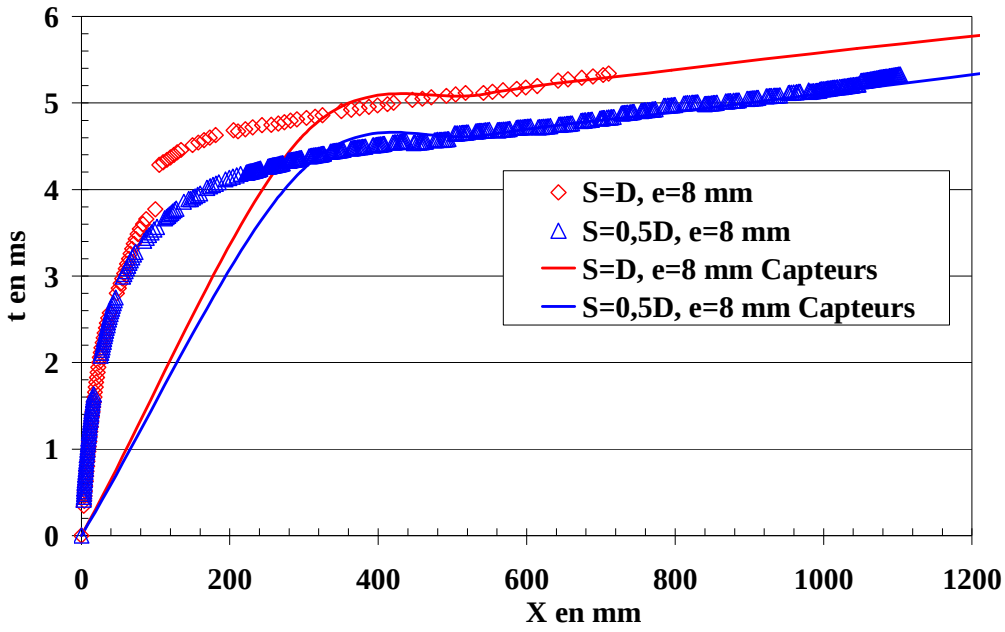


Figure V. 27: Diagramme de marche - Φ=1,1; *x*=0,9 - *S*=0,5*D.I*, *e*=8 mm

Nous pouvons résumer les observations relatives à l'effet du pas de l'obstacle sur l'accélération de la flamme comme suit. Le diagramme de marche déterminé par deux caméras (**Photron** et **Shimadzu**) est montré sur la **Figure V.27** en fonction de l'abscisse. Il en ressort que la célérité de la flamme dest toujours supérieure pour le pas ***S*=0,5*D.I*** (cas 1) que celle obtenue pour le pas ***S*=*D.I*** (cas 2). La flamme atteint plus rapidement la célérité du son dans les gaz frais ou dans les produits de combustion dans le cas 1 que dans le cas 2. Néanmoins, elles atteignent ces régimes à la même abscisse, respectivement. Cela est en accord avec les observations réalisées sur le diagramme de vitesse établi à partir des capteurs de pression.

V.3.2 Plaque plane avec orifice de pas *S*=*D.I* et d'épaisseur *e*=4 *mm*

Pour examiner l'effet de l'épaisseur de l'obstacle sur le phénomène de l'accélération de la flamme, nous avons effectué des essais pour le mélange binaire Φ=1,1, *x*=0,9 dans le tube muni d'obstacle de pas ***S*=*D.I***, d'épaisseur ***e***=4 mm et de longueur de 1,7 m (cas 1). Nous comparons les résultats avec ceux obtenus avec l'obstacle de pas ***S*=*D.I***, d'épaisseur 8 mm et de longueur de 1,7 m (cas 2). L'évolution de la célérité locale de la flamme et du choc est montrée sur la **Figure V.28** en fonction de l'abscisse. D'après cette figure, nous voyons qu'avant d'atteindre le régime de blocage thermique, la célérité de la flamme est supérieure dans le cas 1 à celle observée dans le cas 2. Pourtant, la flamme atteint la célérité du son dans les gaz frais ou dans les gaz brûlés quasiment à la même abscisse pour les deux cas. Pour le cas 1, la flamme se maintient à la vitesse du son dans les produits de combustion dans l'obstacle et ralentit progressivement après l'obstacle.

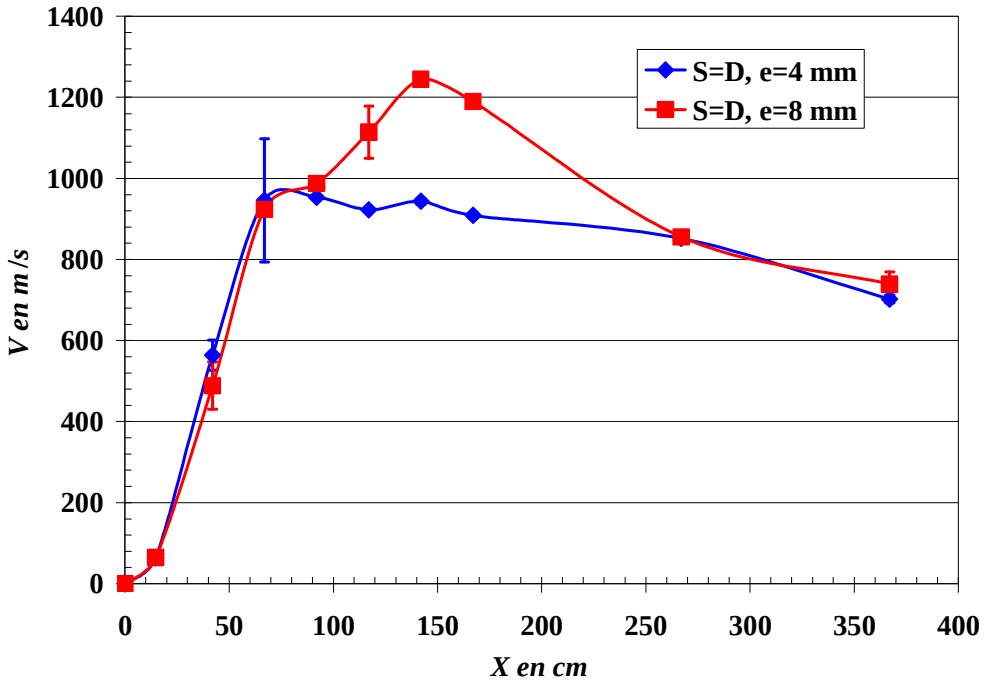


Figure V. 28: Diagramme de vitesse (V, X) - Φ=1,1; *x*=0,9 - *S=D.I, e*=4 mm

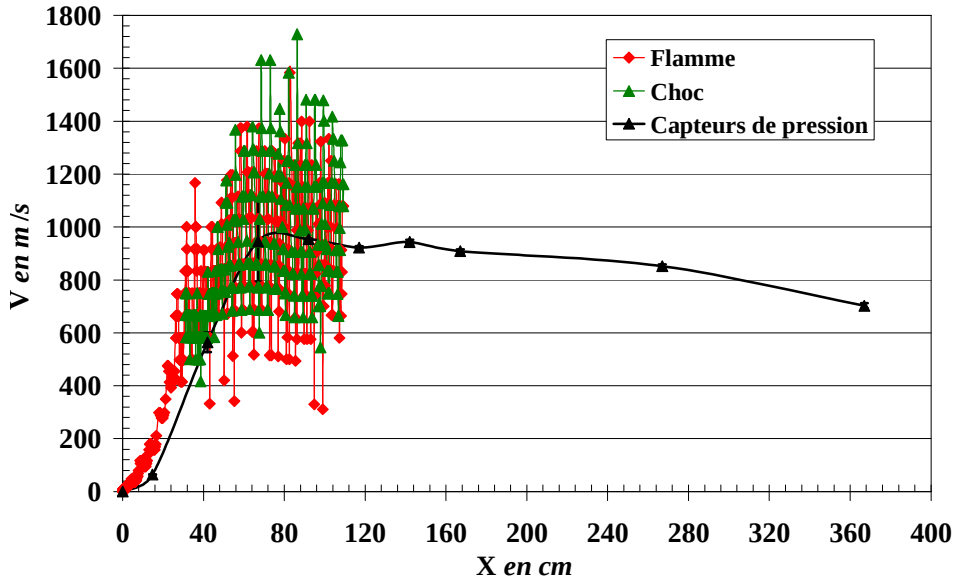


Figure V. 29: Evolution de la célérité de la flamme et du choc de tête en fonction de l'abscisse - Φ=1,1; *x*=0,9 - *S=D.I, e*=4 mm

L'évolution de la célérité de la flamme obtenue à partir de la visualisation par la caméra **Shimadzu** et à partir des capteurs de pression est donnée sur la **Figure V.29**. Les deux méthodes indiquent en moyenne les mêmes variations. Compte tenu de la distance élevée entre le point de l'allumage et le 1er capteur conduit à une incertitude sur la célérité de flamme mesurée par les capteurs.

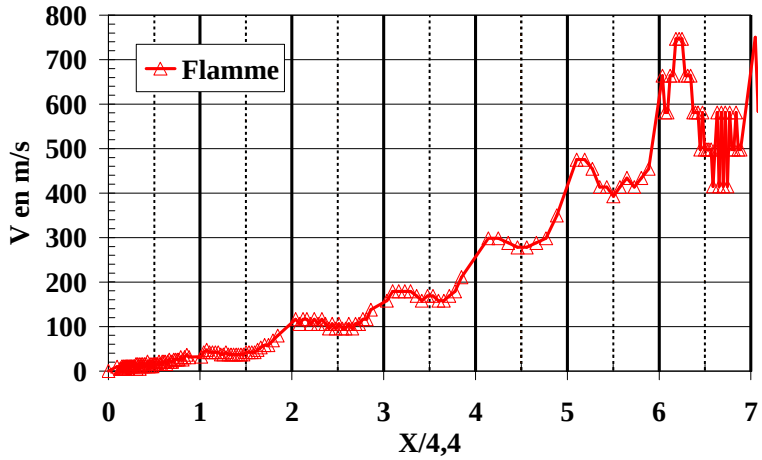
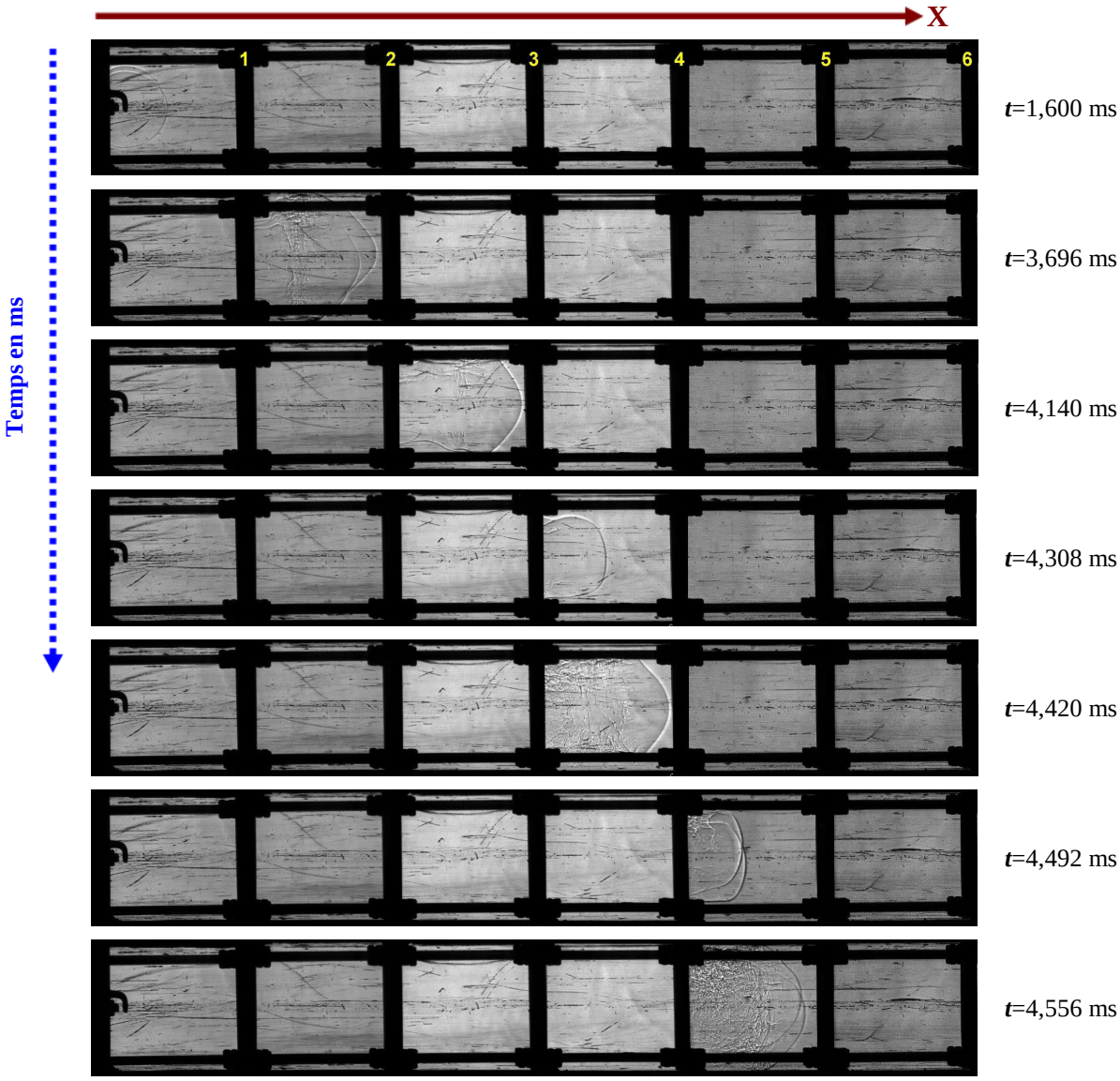


Figure V. 30: Evolution de la célérité de la flamme et du choc de tête en fonction de l'abscisse adimensionnée - Φ=1,1; *x*=0,9 - *S=D.I, e*=4 mm



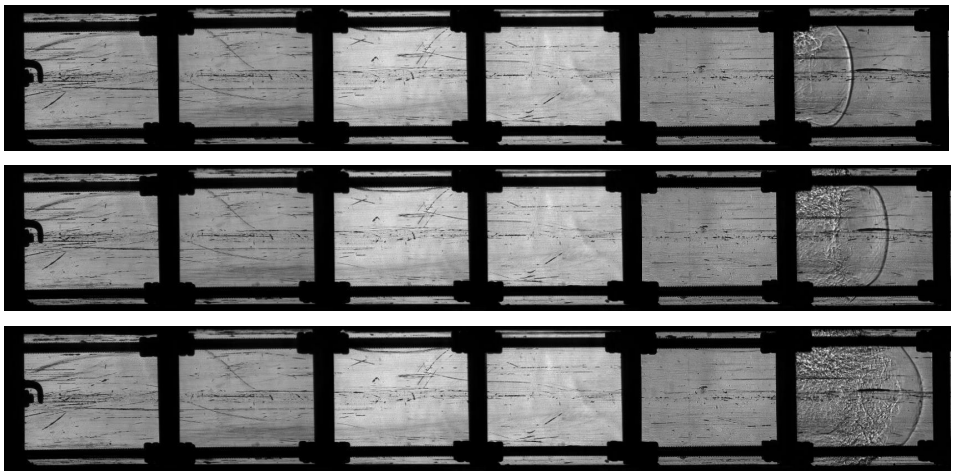


Figure V. 31: Exemple de propagation de flamme au cours du 1er stade d'accélération de flamme - Φ=1,1; *x*=0,9 - *S=D.I, e*=4 mm

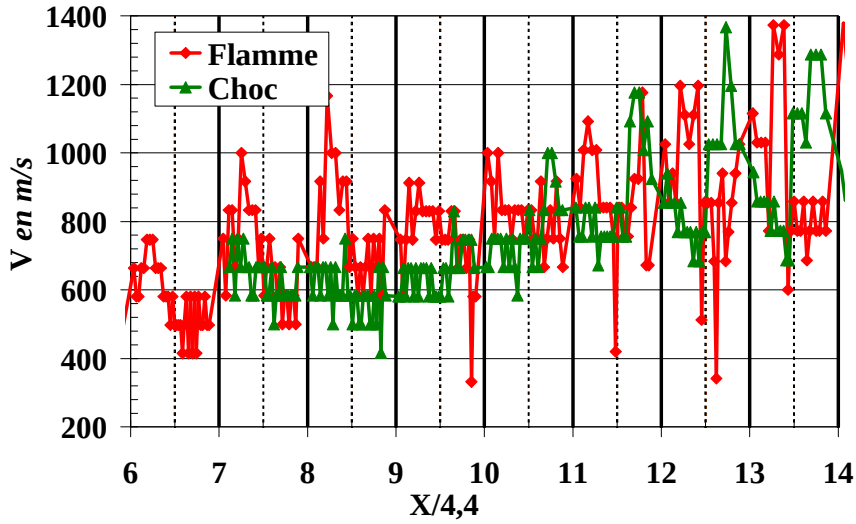


Figure V. 32: Evolution de la célérité de la flamme et du choc de tête en fonction de l'abscisse adimensionnée - Φ=1,1; x=0,9 - *S=D.I, e*=4 mm

Nous examinons d'abord les résultats relatifs au 1er stade de l'accélération de la flamme. L'évolution de la célérité de la flamme est donnée sur la **Figure V.30** en fonction de l'abscisse adimensionnée. Nous donnons également quelques exemples d'enregistrements ombroscopiques sur la **Figure V.31**. Une comparaison entre les **Figure V.5, 6** et **31** nous permet d'observer des mécanismes similaires. L'augmentation de la surface de flamme, l'expansion des produits de combustion et la combustion retardée entre les deux plaques sont responsables du 1er stade de l'accélération de la flamme. Ainsi, la flamme s'accélère à travers la plaque et ralentit progressivement dans la chambre. L'oscillation de la célérité de la flamme est due à la contraction-expansion de l'écoulement dans les gaz frais. La flamme atteint la célérité du son dans les gaz frais dans la 5ème plaque. Les oscillations de sa célérité deviennent évidentes à partir de la 6ème chambre. Elles mettent en évidence le rôle joué par l'effet de compression.

Nous examinons maintenant le 2ème stade de l'accélération de la flamme. L'évolution de la célérité de la flamme et du choc est montrée sur la **Figure V.32** en fonction de l'abscisse adimensionnée. Pour illustrer nos observations, quelques exemples relatifs au 2ème stade de l'accélération de flamme sont présentés sur les **Figures V.33** et **34**. D'après la **Figure V.32**, nous observons que la flamme s'accélère à travers la plaque et décélère dans la chambre. L'oscillation de sa célérité met en évidence l'effet d'ondes de choc réfléchies en amont de la surface de la plaque. Cependant, le choc subit une tendance inverse.

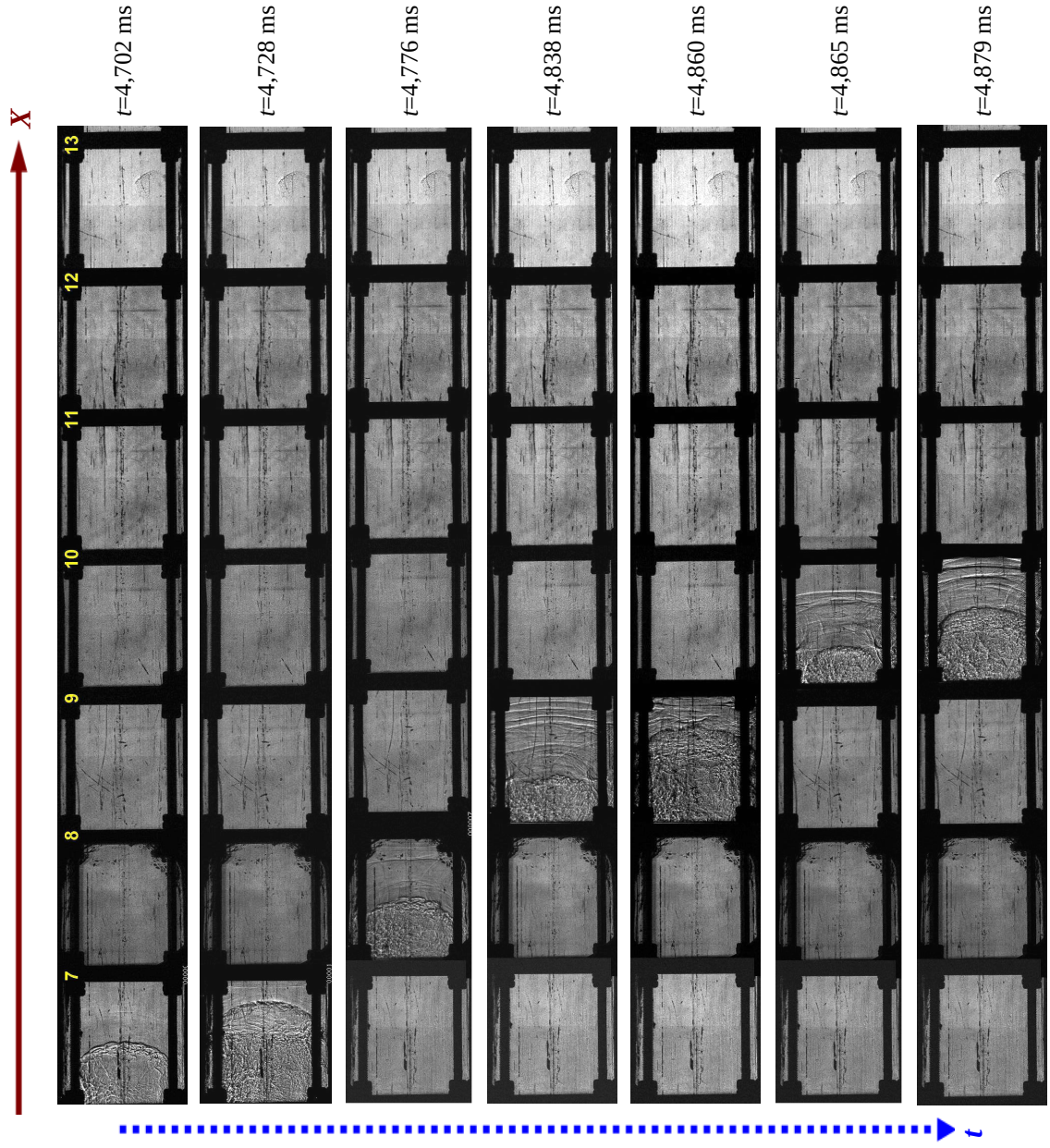


Figure V. 33: Exemples de l'évolution de la flamme et du choc dans le 2ème stade de l'accélération de la flamme observée de la 7ème à la 10ème plaque par ombroscopie - *S=D.I, e*=4 mm

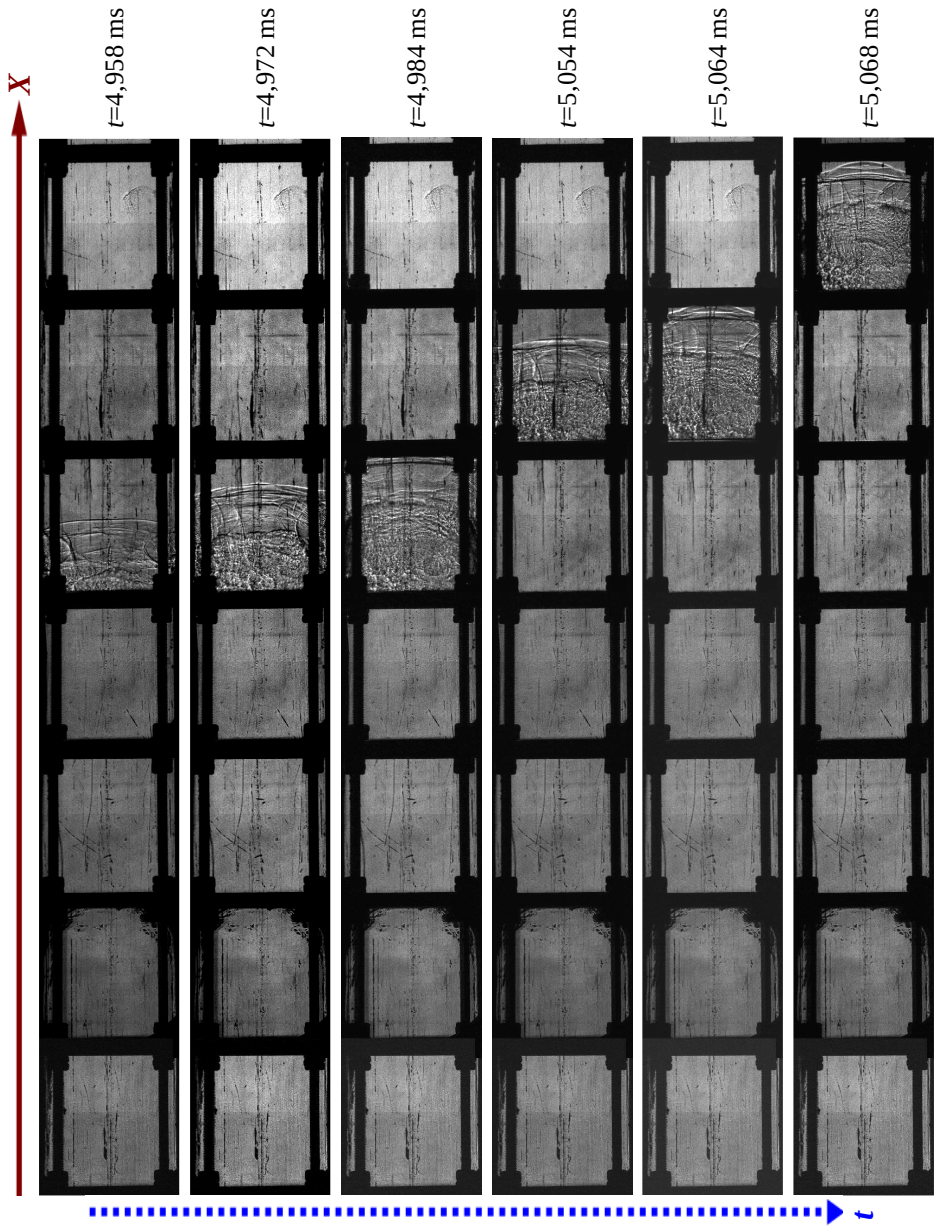


Figure V. 34: Exemples de l'évolution de la flamme et du choc dans le 2ème stade de l'accélération de la flamme observée de la 11ème à la 13ème plaque par l'ombroscopie dans le tube carré - *S=D.I, e*=4 mm

Six exemples relatifs au passage du choc et de la flamme à travers la 8ème plaque sont présentés sur la **Figure V.35**. D'après cette figure, nous voyons un train d'ondes de choc devant la plaque (cf 1ère image sur la **Figure V.35**). Puis, des ondes de choc réfléchies sur les parois du tube apparaissent devant cette plaque, par exemple, celles observées sur les 2ème à 4ème images sur la **Figure V.35**. Lorsque la flamme s'approche de la plaque, elle décélère sous l'effet de l'interaction avec les ondes de choc réfléchies sur les parois de la plaque et de contraction d'écoulement dans le milieu frais (cf 5ème et 6ème images sur la **Figure V.35**). Puis, elle s'accélère progressivement de 500 à 1200 m/s à cause de la collision entre le front de flamme et les ondes transversales de choc réfléchies sur les parois du tube, et de l'expansion d'écoulement derrière la plaque. De plus, il ressort de la **Figure V.35** que le choc subit une

période de décélération-accélération à cause de la contraction-expansion d'écoulement dans les gaz frais.

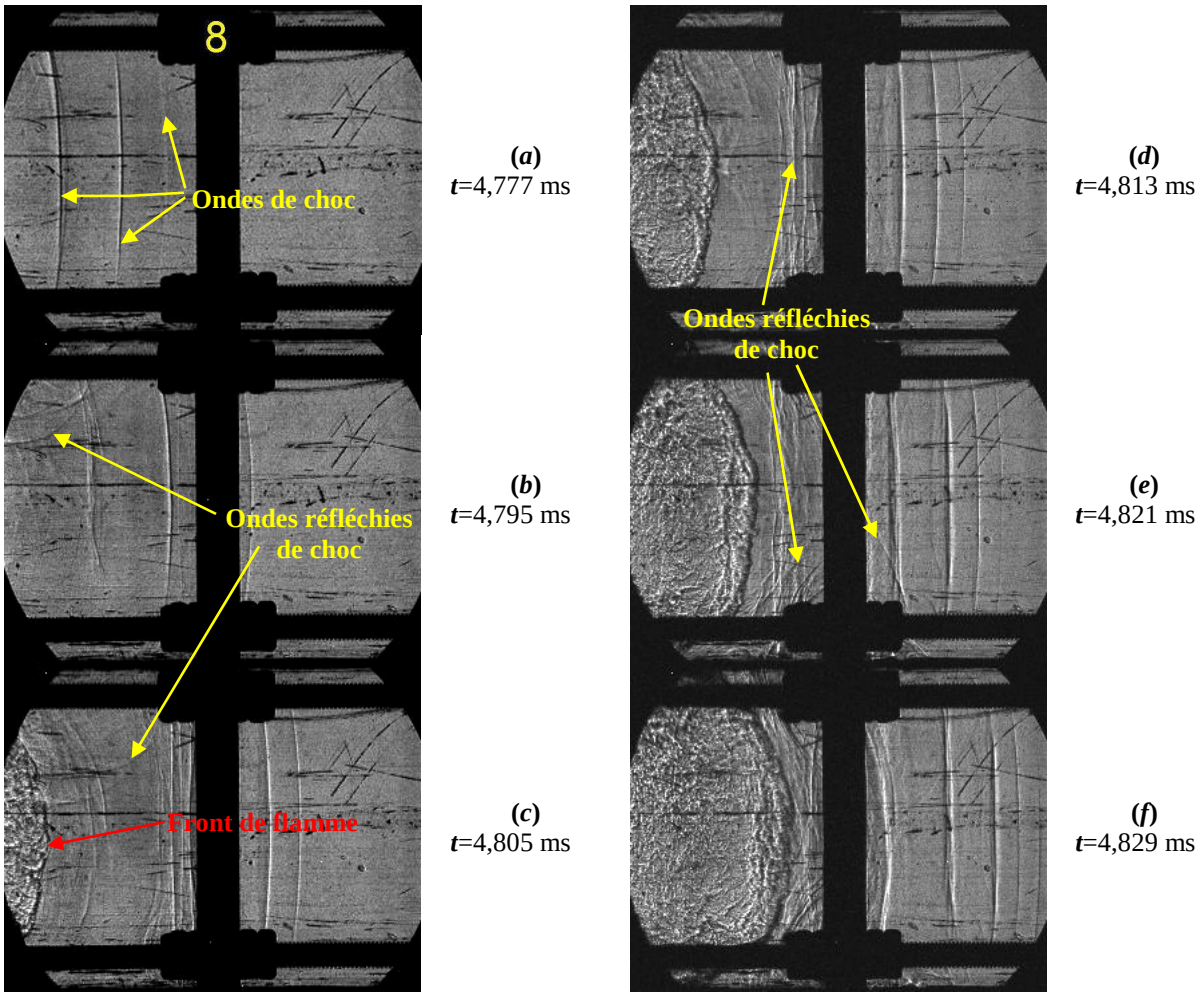


Figure V. 35: Exemples de 2ème stade de l'accélération de la flamme à travers la 8ème plaque observé par ombroscopie pour le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,9 – Obstacle *S=D.I, e*=4 mm

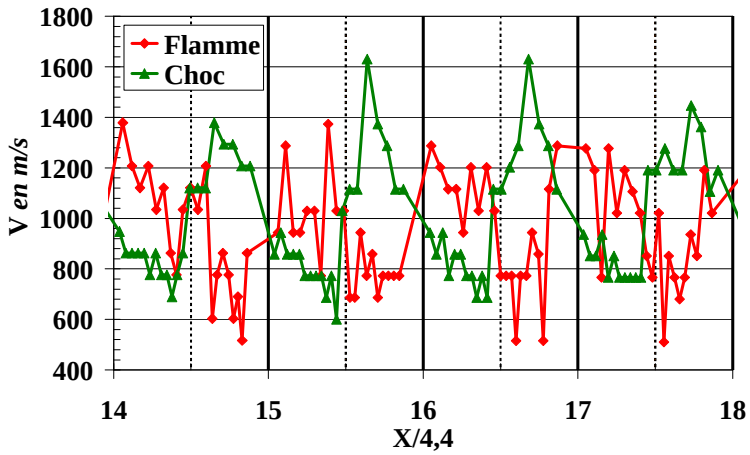


Figure V. 36: Evolution de la célérité de la flamme et du choc observé par ombroscopie en fonction de l'abscisse adimensionnée - Φ=1,1; *x*=0,9 – Obstacle *S=D.I, e*=4 mm

La **Figure V.32** montre que la célérité de la flamme varie de 400 à 1400 m/s à partir de la 13ème chambre. La flamme semble avoir atteint le régime de blocage thermique. Nous présentons sur la **Figure V.36** l'évolution de la célérité de la flamme et du choc en fonction de la distance adimensionnée de la 14ème à la 18ème chambre. Une comparaison entre les **Figures V. 32** et **36** nous permet de confirmer que la flamme a atteint ce régime. Nous voyons également que la flamme s'accélère à travers la plaque et ralentit progressivement entre les deux plaques adjacentes. Au contraire, le choc décélère à travers la plaque et s'accélère progressivement dans la chambre.

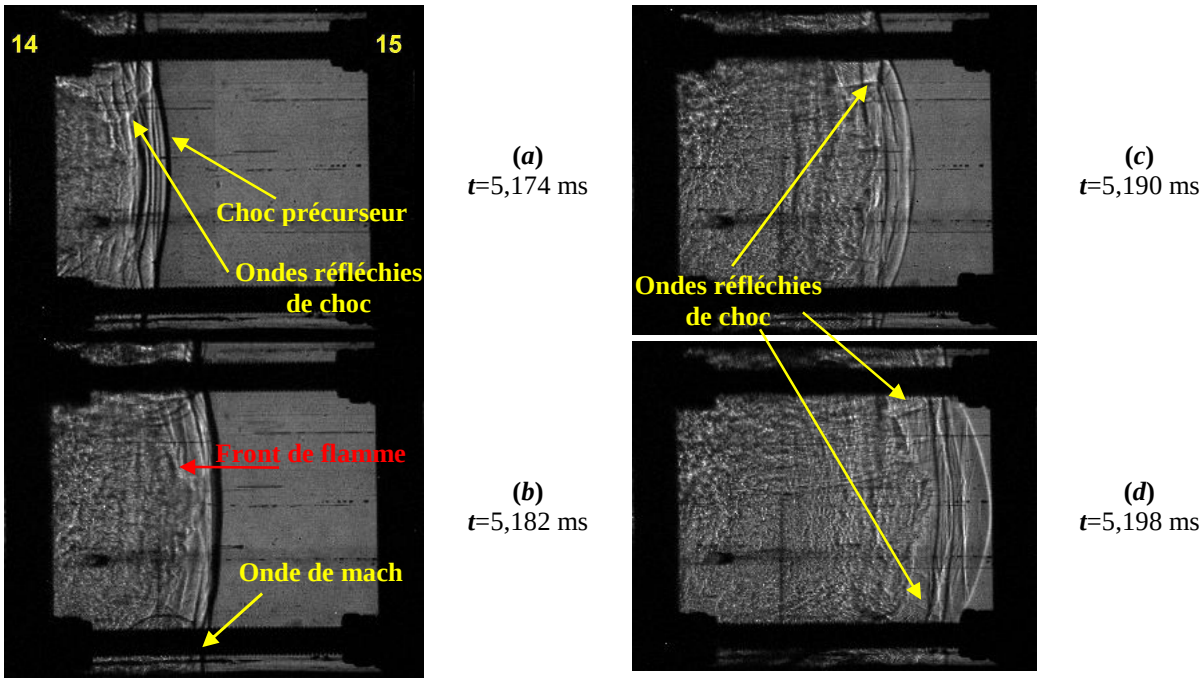


Figure V. 37: Exemples du phénomène du 2ème stade de l'accélération de la flamme observé par ombroscopie pour le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,9 – Obstacle *S=D.I*, *e*=4 mm

Pour expliquer ces observations, quelques exemples sont présentés sur la **Figure V.37** relatifs à l'accélération de la flamme dans la 15ème chambre. D'après cette figure, le choc précurseur est établi. Au début, la flamme s'accélère de façon évidente de 800 à 1400 m/s en raison de la collision entre la flamme et les ondes réfléchies de choc créées par les parois du tube ou de la 14ème plaque, et de l'expansion supersonique de l'écoulement derrière cette plaque (cf **Figures V.37(*a*)** et **(*b*)**). Comme nous l'avons dit au-dessus, cette collision conduit à l'augmentation du taux local de combustion. D'après la **Figure V.36**, la flamme décélère jusqu'à 500 m/s sous l'effet d'une série d'ondes de choc réfléchies sur la surface amont de la 15ème plaque et de la contraction de l'écoulement dans les gaz frais devant la plaque (cf **Figures V.37(*c*)** et **(*d*)**). Le choc ralentit progressivement de 1300 à 700 m/s à travers la plaque à cause de la contraction de l'écoulement devant celle-ci. Puis, il s'accélère jusqu'à environ 1400 m/s dû à l'expansion supersonique de l'écoulement dans les gaz frais.

Des exemples d'enregistrements ombroscopiques sur le processus d'accélération de flamme avec cet obstacle sont présentés dans l'annexe 4.B.

Les diagrammes de marche de la flamme présentés sur la **Figure V.38** permettent de comparer les résultats obtenus pour le mélange Φ=1,1; *x*=0,9 dans le tube muni de l'obstacle d'épaisseur de 4 et de 8 mm. D'après cette figure, nous constatons que les épaisseurs utilisées n'entrainent pas d'effets significatifs sur le diagramme de marche. Les courbes établies par les deux méthodes de mesures sont distinctes au départ, elles se rejoignent pour indiquer les mêmes célérités de l'état de blocage thermique.

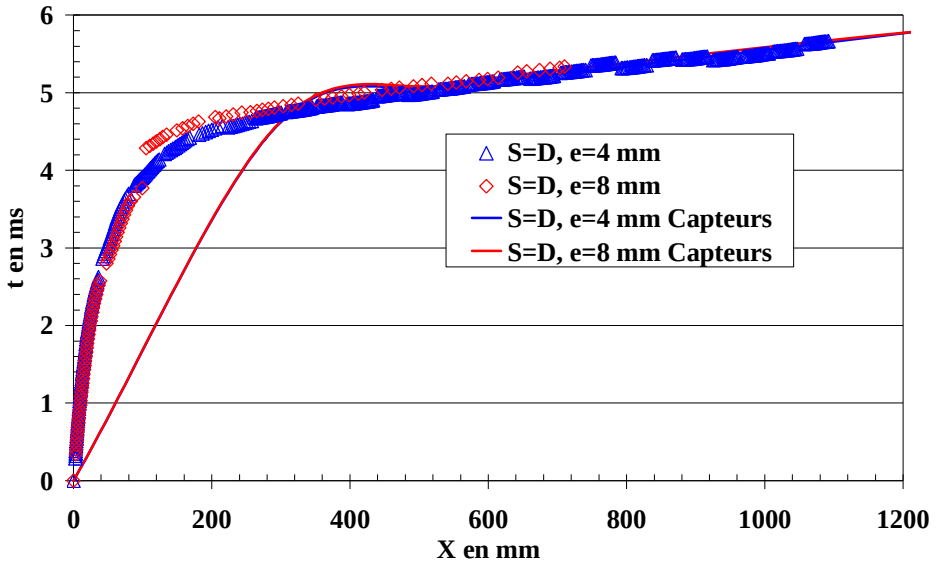


Figure V. 38: Diagramme de marche - Φ=1,1; *x*=0,9 - Obstacles d'épaisseurs différentes

V.3.3 Marche de pas *S=D.I* et d'épaisseur *e*=6 mm

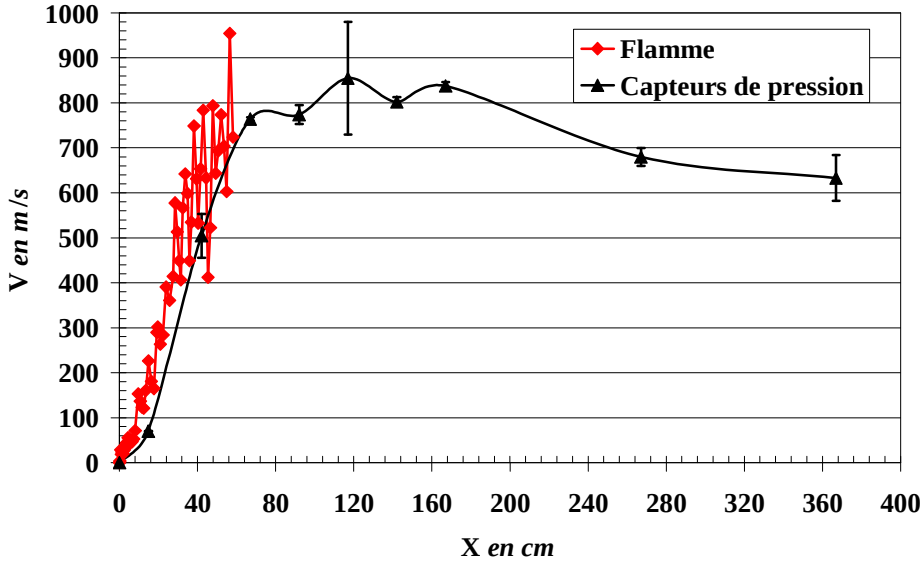


Figure V. 39: Evolution de la célérité de la flamme et du choc de tête sur le phénomène de l'accélération de la flamme mesurée par les capteurs de pression et l'ombroscopie en fonction de l'abscisse à partir de l'allumage pour le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,9 – Marche *S=D.I, e*=6 mm

Cette partie concerne les résultats obtenus avec un obstacle de type marche de pas ***S=D.I***, d'épaisseur ***e***=6 mm et de longueur ***L*** de 1,4 m. La **Figure V.39** donne l'évolution de

la célérité de la flamme et du choc déterminée à l'aide de capteurs et de caméra en fonction de l'abscisse. Il en ressort que la flamme s'accélère graduellement. Elle atteint la célérité du son dans les gaz frais à **X**=32 cm. Puis, elle atteint un état stable à une vitesse d'environ 800 m/s légèrement inférieure à celle du son dans les gaz brûlés. Ensuite, la flamme ralentit progressivement à partir de la sortie de la marche.

Pour suivre la propagation de la flamme, nous avons utilisé la caméra ultra-rapide **Photron SA5** avec une cadence de 7000 à 50 000 *i/s*, une résolution spatiale de 1024×512 à 704×200 et un temps d'exposition de 1 µs. Nous voyons que la célérité de la flamme mesurée par la caméra est légèrement supérieure à celle obtenue par les capteurs de pression. Nous mesurons la célérité de la flamme ou du choc le long de la ligne pointillée en jaune indiquée sur la **Figure V.40**.

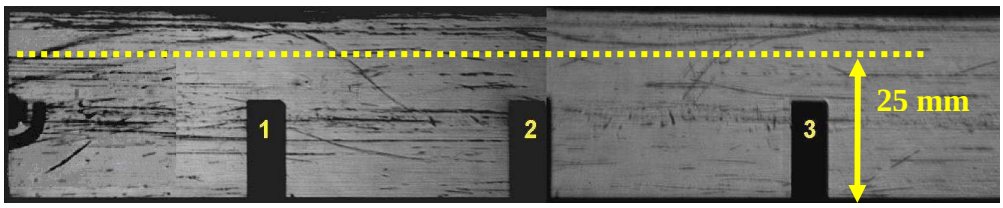


Figure V. 40: Positions des points de mesure de la célérité instantanée de la flamme et du choc sur le phénomène de l'accélération de la flamme pour le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,9 – Marche *S*=*D.I*, *e*=6 mm

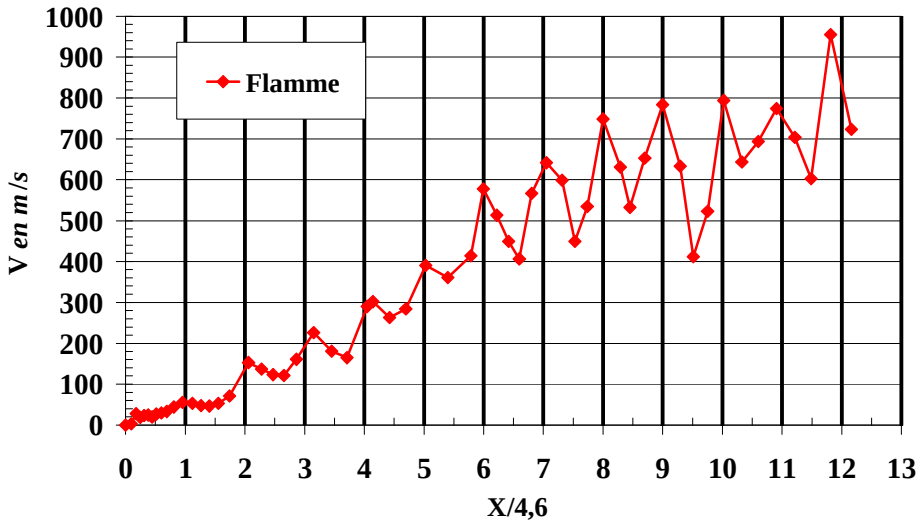


Figure V. 41: Evolution de la célérité de la flamme en fonction de l'abscisse adimensionnée - Φ=1,1; *x*=0,9 – Marche *S*=*D.I*, *e*=6 mm

L'évolution de la célérité de la flamme mesurée par la caméra pour le mélange binaire Φ=1,1 est présentée sur la **Figure V.41** en fonction de l'abscisse adimensionnée. Le champ effectif de visualisation consiste en trois pas et quatre plaques lors de nos essais. D'après la **Figure V. 41**, nous voyons que la flamme s'accélère de façon progressive. De plus, l'oscillation de la célérité de la flamme devient plus évidente à partir de la 6ème plaque.

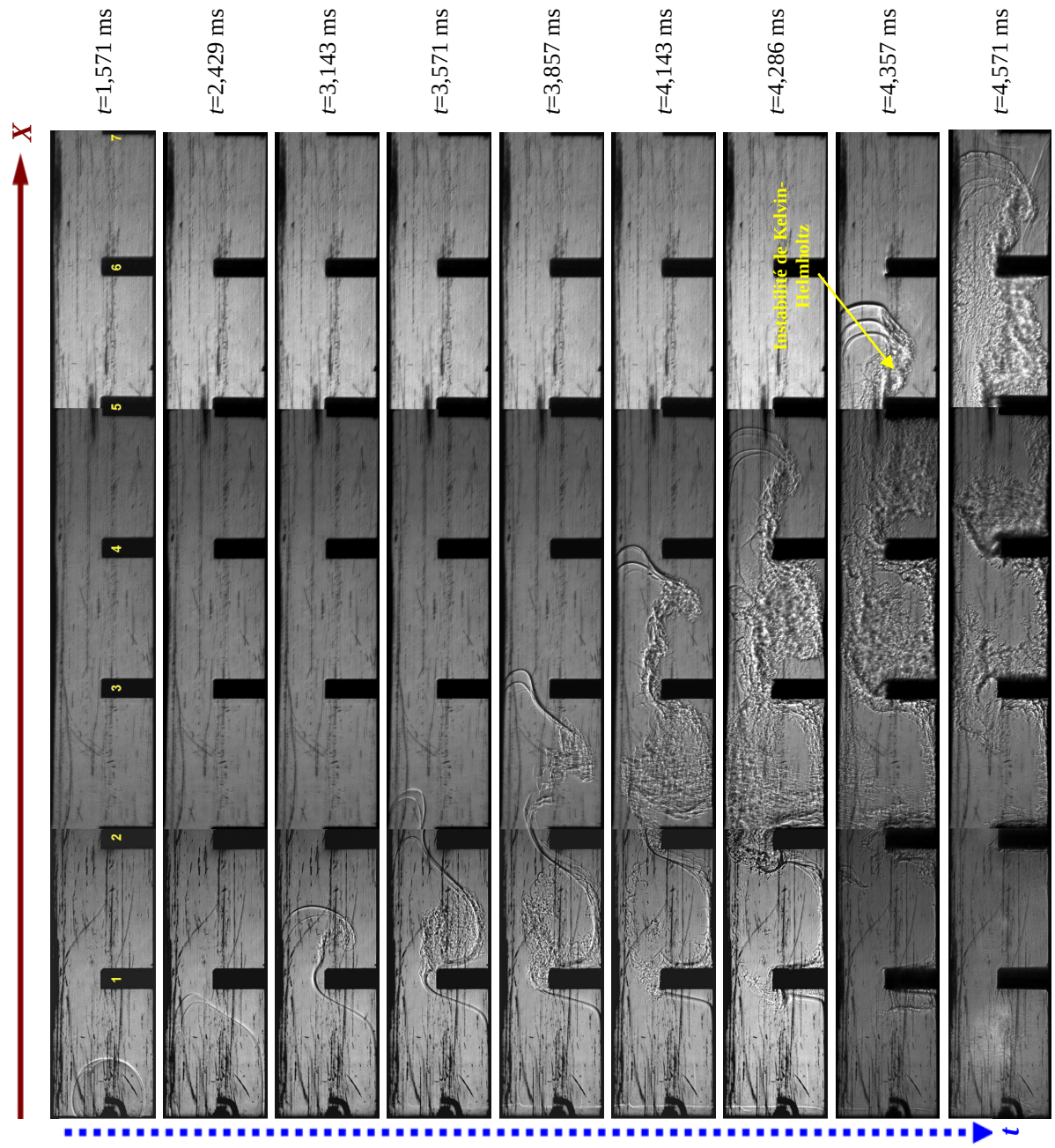


Figure V. 42: Exemples de l'évolution de la surface de la flamme dans le 1er stade de l'accélération de la flamme observée par ombroscopie - Φ=1,1; *x*=0,9 – Marche *S*=*D.I*, *e*=6 mm

La **Figure V. 42** présente des exemples d'accélération de flamme au cours du 1er stade pour les 7 premières marches. Une comparaison entre les **Figures V. 5**, **6** et **42** nous permet d'observer un comportement similaire au processus déjà décrit. Plusieurs facteurs tels que l'expansion des produits de combustion (cf 1ère image sur la **Figure V.42**), l'augmentation de la surface de la flamme (cf 2ème à 5ème images sur la **Figure V.42**) et la combustion retardée entre deux plaques adjacentes (cf 6ème à 8ème images sur la **Figure V.42**) sont responsables du processus d'accélération de flamme dans le tube obstrué. D'après **la Figure V.41**, la flamme s'accélère en amont de la marche et ralentit derrière la marche. L'oscillation de sa célérité est due à l'expansion-contraction de l'écoulement à travers chacune des marches. En outre, nous

observons la variation de la couche de cisaillement créée devant la plaque, des vortex derrière la plaque et la zone de recirculation dans la chambre lors de la propagation de la flamme. Nous voyons que des perturbations de l'électrode conduisent à une flamme multi-structure pour toutes les images sur la **Figure V.42**.

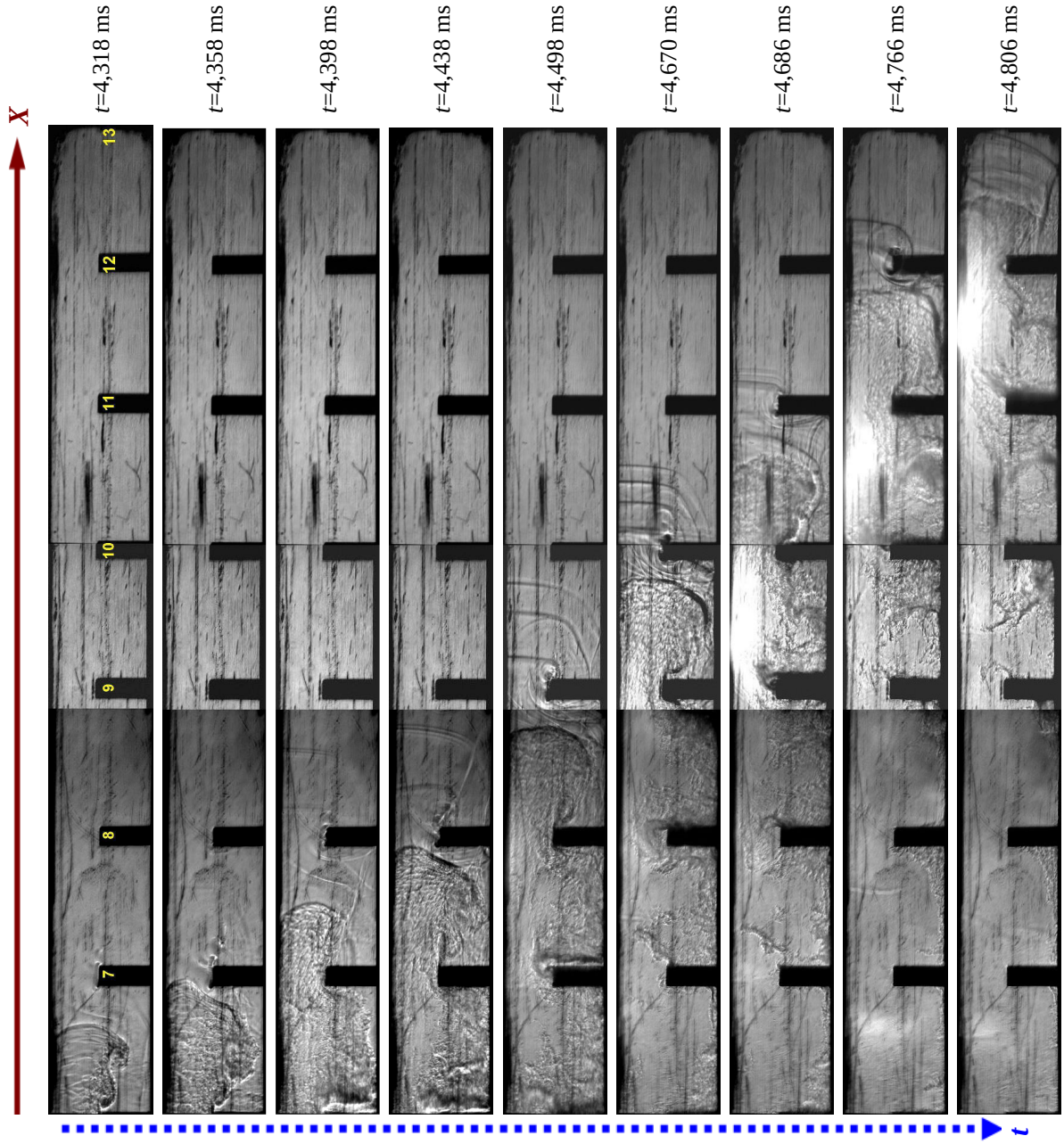


Figure V. 43: Exemples de l'évolution de la flamme et du choc dans le 2ème stade de l'accélération de la flamme observée de la 7ème à la 13ème plaques - Φ=1,1; *x*=0,9 – Marche *S*=*D.I*, *e*=6 mm

D'après la **Figure V.41**, nous voyons qu'à partir de la 6ème chambre la célérité de la flamme atteint celle du son dans les gaz frais. Ainsi, l'effet de compression joue un rôle sur le phénomène observé dans cette chambre. Au début, la flamme se propage rapidement vers la 5ème plaque en présence de la couche de limite en amont de la surface de cette plaque. Puis,

elle ralentit progressivement de 400 à 360 m/s due à l'expansion subsonique de l'écoulement dans les gaz frais. A l'instant ***t***=4,357 ms (cf 8ème image sur la **Figure V.42**), nous voyons que la flamme est convectée vers les parois du tube. Des tourbillons derrière la plaque sont créés sous l'effet des instabilités de **Kelvin-Helmholtz**. Ensuite, elle s'accélère jusqu'à 570 m/s en raison de la contraction de l'écoulement dans les gaz frais, de l'accroissement de sa surface et de la combustion retardée dans cette chambre.

Concernant le 2ème stade d'accélération de flamme, sur la **Figure 43**, nous observons que la flamme ou le choc s'accélère au passage de la marche et décélère entre deux marches adjacentes. De plus, un train d'ondes de choc se rattrape pour créer progressivement un choc précurseur fort (cf 8ème image sur la **Figure V.43**). Pour mieux décrire nos observations, nous considérons, sur la **Figure V.44**., la 3ème image indiquée à ***t***=4,398 ms sur la **Figure V.43**. Nous avons numéroté les chocs selon l'ordre de leur apparition dans l'écoulement. Nous observons deux ondes de choc (1 et 2) dans la 9ème chambre. L'onde de choc (3) est réfléchie sur les parois basses du tube, elle constitue probablement une onde Mach. Les ondes de choc (4 et 5) sont créées par la réflexion de plusieurs ondes de choc sur la 8ème marche. L'onde de choc (6) vient d'arriver à cette marche. Après plusieurs images, les ondes de choc (4 et 5) entrent en collision avec la flamme, ce qui empêche la propagation de la flamme. Ainsi, les ondes de choc réfléchies 3, 4 et 5 se propagent dans la flamme et la flamme ralentit progressivement. En résumé, la structure de l'écoulement est très complexe, la flamme se propage dans un milieu pré-conditionné par des chocs, réfléchis ou diffractés par les marches ou les parois, générant des vortex à l'intersection des marches avec les parois de la chambre et des ondes de Mach. La flamme s'accélère en raison de l'accroissement de sa surface, de l'expansion supersonique de l'écoulement des gaz frais et de la combustion retardée dans la chambre.

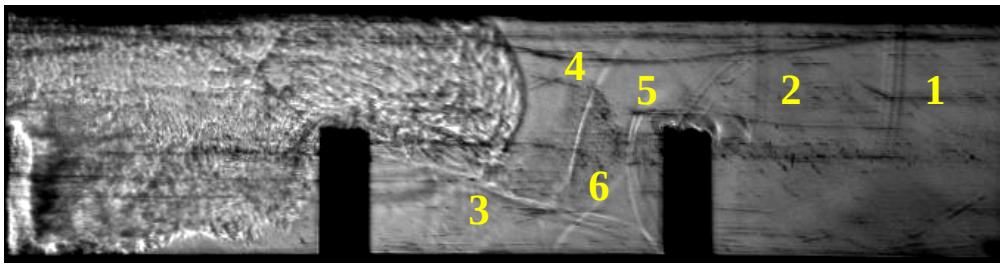


Figure V. 44: Photographie de l'évolution de la flamme et du choc dans le 2ème stade de l'accélération de la flamme observée de la 7ème à la 9ème plaque par ombroscopie à *t*=4,398 ms - Φ=1,1; *x*=0,9 – Marche *S*=*D.I*, *e*=6 mm

V.3.4 Spirale de Schelkin de pas *S*=*D.I*

Dans cette partie, nous examinons le phénomène de l'accélération de la flamme pour le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,9 en présence d'une spirale de Schelkin de ***RB***=0,5, de longueur 2 m et de pas ***S***=***D.I***. L'évolution de la célérité de la flamme et du choc en fonction de l'abscisse est donnée sur la **Figure V.45**. Cette figure montre que la flamme s'accélère

progressivement, elle atteint la vitesse du son dans les gaz frais à **X**=35 cm, le régime du blocage thermique à **X**=50 cm et la ***TDD***, selon critère 0,8D_{CJ}, à ***X*** (ou L_{TDD})=60 cm. En outre, nous voyons que la célérité de la flamme et du choc de tête dans la spirale est toujours inférieure à celle théorique D_{CJ} à cause des pertes thermiques et de quantité du mouvement résultant de l'interaction entre le choc de tête et la spirale.

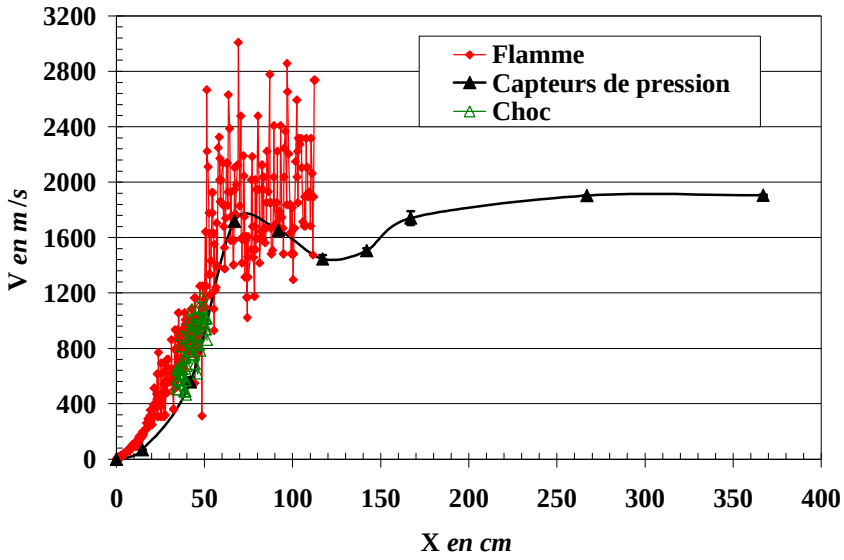


Figure V. 45: Evolution de la célérité de la flamme et du choc de tête en fonction de l'abscisse adimensionnée - Φ=1,1; x=0,9 – Spirale *S*=*D.I*, *e*=8 mm

L'évolution de la célérité de la flamme et du choc obtenue à partir des enregistrements ombroscopiques est donnée également sur la **Figure V.45**. Comme dans les cas précédents, nous notons que la célérité de la flamme mesurée par la caméra est supérieure à celle obtenue par les capteurs de pression.

Pour faciliter la description de nos observations, une photographie de la spirale est présentée sur la **Figure V.46** avec les repères adoptés. Les points de 1 à 5 en jaune représentent les endroits où la spirale est tangente à la paroi haute du tube, les points de 1' à 5' correspondent aux endroits où la spirale touche la paroi basse du tube. La mesure de la célérité de la flamme ou du choc est réalisée sur l'axe du tube. Une partie de la spirale entre deux lignes pointillées jaune représente les cas où la spirale se situe vers l'arrière du tube, l'autre partie marquée par deux lignes rose désigne la spirale vers l'avant du tube. Pour garder le même vocabulaire que dans les cas précédents, nous nommons la zone entre les points 3' et 4', par exemple, la 4ème chambre.

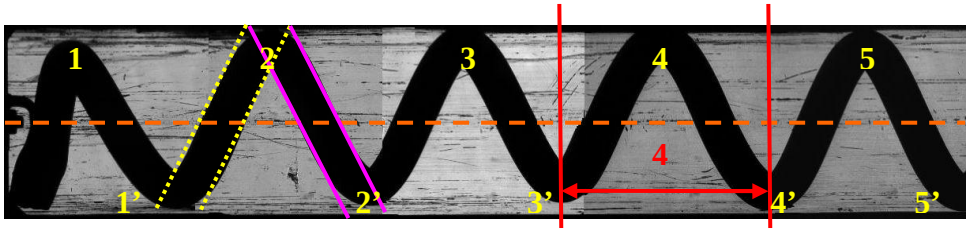


Figure V. 46: Positions des points de la mesure de célérité de flamme – Spirale *S*=*D.I*, *e*=8 mm

Nous examinons dans un premier temps le processus du 1er stade de l'accélération de la flamme. L'utilisation de la caméra **Shimadzu** nous permet d'obtenir sur la **Figure V.47** l'évolution de la célérité de la flamme et du choc en fonction de l'abscisse adimensionnée. D'après cette figure, nous voyons que la flamme s'accélère progressivement de manière monotone dans les 4 premières chambres. Les oscillations de sa célérité deviennent observables à partir de la 6ème chambre.

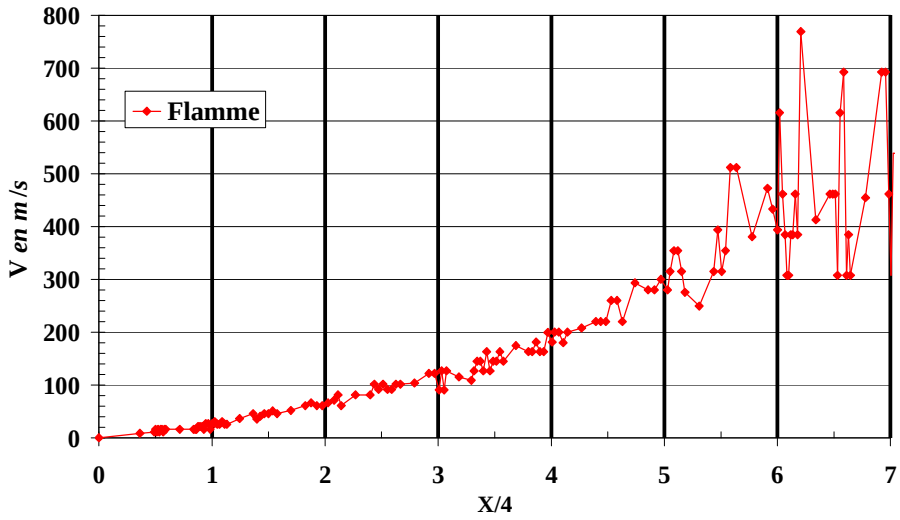


Figure V. 47: Evolution de la célérité de la flamme et du choc de tête en fonction de l'abscisse adimensionnée - Φ=1,1; x=0,9 – Spirale *S=D.I, e*=8 mm

Sur les **Figures V.48** et **49**, nous présentons des exemples de propagation de flamme en présence de spirale. L'examen de ces enregistrements montrent que l'expansion des produits de combustion (cf 1ère à 3ème images sur la **Figure V.48**), l'augmentation de la surface de la flamme et la combustion retardée derrière la spirale (cf **Figures V.48** et **49**) contrôlent l'accélération. La présence de la spirale semble progressivement guider la propagation de la flamme (cf 3ème et 4ème, 5ème et 6ème images sur la **Figure V.48**; 2ème et 3ème, 4ème et 5ème images sur la **Figure V.49**). Lorsque la flamme se propage le long de la spirale, le front est étiré (cf 4ème, 5ème et 7ème images sur la **Figure V.49**). Les produits de combustion générés autour de la spirale favorisent l'augmentation du taux de combustion dans le cœur de l'écoulement. Il ressort de la **Figure V.47** que la flamme s'accélère de 300 à 800 m/s sous l'effet de compression. L'oscillation de sa célérité est due à la contraction-expansion supersonique de l'écoulement à travers la spirale.

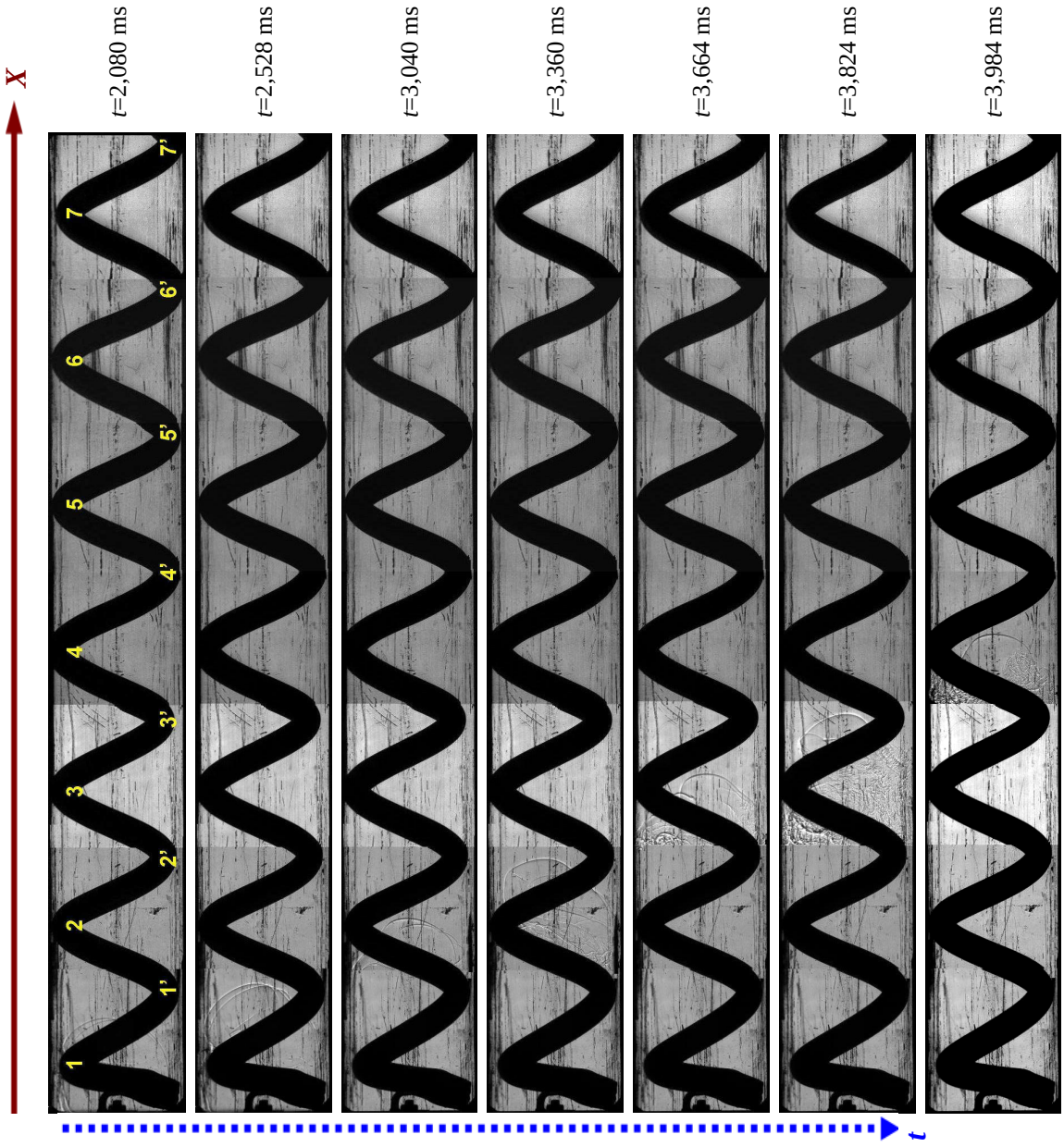


Figure V. 48: Exemple de propagation de flamme au cours du 1er stade d'accélération de flamme - Φ=1,1; *x*=0,9 –Spirale *S*=*D.I*, *e*=8 mm

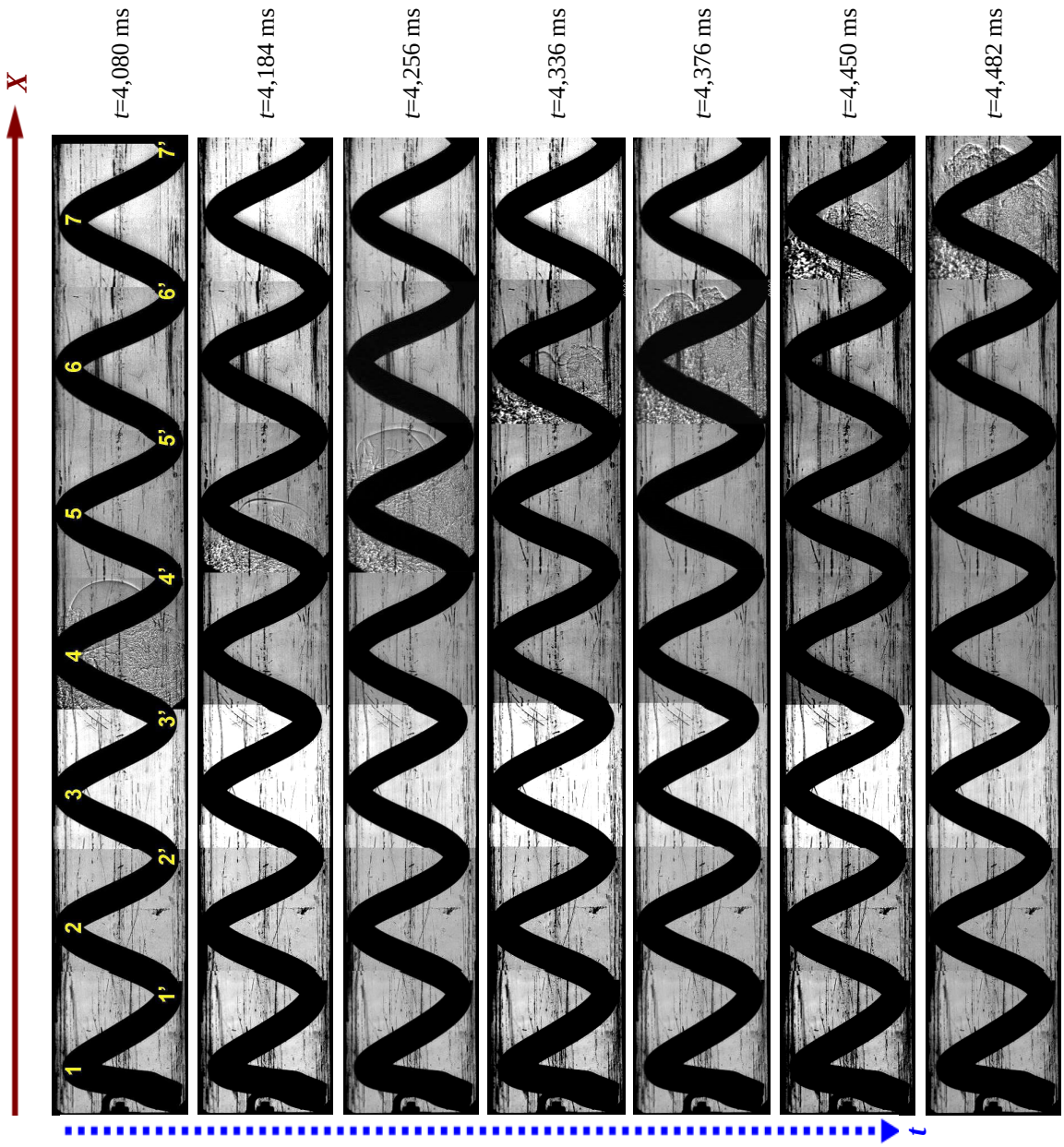


Figure V. 49: Exemple de propagation de flamme au cours du 1er stade d'accélération de flamme - Φ=1,1; *x*=0,9 – Spirale *S*=*D.I*, *e*=8 mm

Nous examinons maintenant le 2ème stade de l'accélération de la flamme. L'évolution de la célérité de la flamme et du choc est présentée sur la **Figure V.50** en fonction de l'abscisse adimensionnée. D'après cette figure, nous voyons que la flamme s'accélère progressivement de 400 à 1200 m/s de la 8ème à la 13ème chambre. Avec ce type d'obstacle, le phénomène de la transition déflagration détonation (***TDD***) a été observé entre la 13ème et 14ème chambre. Le front de détonation se propage à une vitesse moyenne d'environ 1900 m/s dans les chambres suivantes. La distance de la ***TDD***, L_{TDD}, est de l'ordre de 54 cm. Ainsi, nous voyons que L_{TDD} (60 cm) mesurée par les capteurs de pression est comparable à celle obtenue par la caméra.

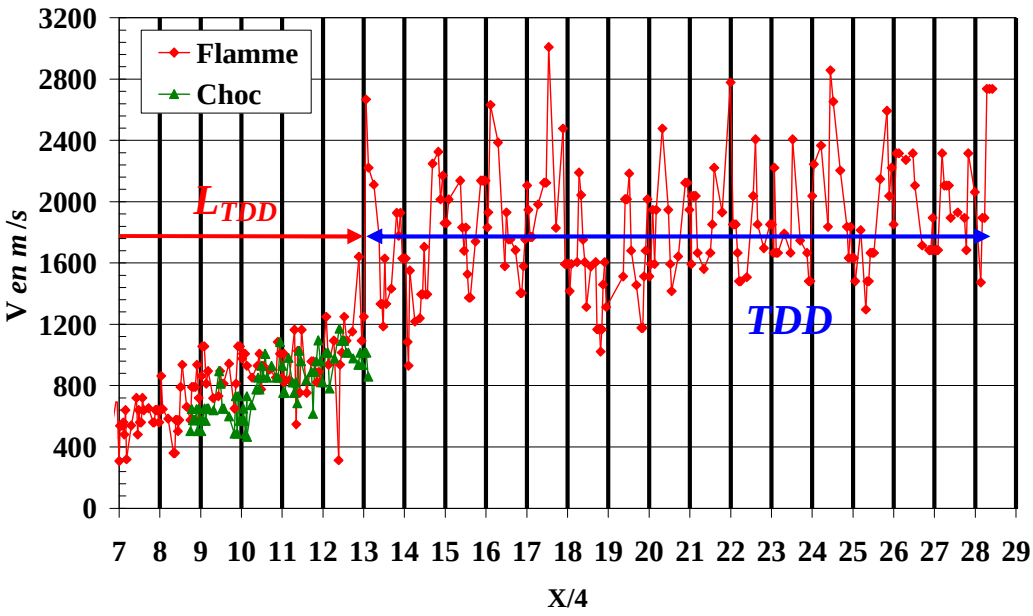


Figure V. 50: Evolution de la célérité de la flamme et du choc sur le phénomène de l'accélération de la flamme mesurée de la 8ème à la 29ème chambres par ombroscopie en fonction de l'abscisse adimensionnée - Φ=1,1; *x*=0,9 – Spirale *S=D.I*, *e*=8 mm

Pour décrire les phénomènes observés de la 8ème à la 14ème chambre, des exemples d'enregistrements ombroscopiques sont présentés sur les **Figures V.51** et **52**. Ils sont relatifs au 2ème stade de l'accélération de la flamme. Il en ressort qu'une série d'ondes de choc apparaissent devant le front de flamme. La réflexion de ces ondes sur la surface de la spirale ou les parois du tube préchauffent progressivement les gaz frais et augmentent les gradients locaux (température, pression). D'après la **Figure V.50**, nous observons que la flamme s'accélère à travers la spirale et ralentit dans la chambre. Le fait que les ondes de choc réfléchies entrent en collision avec la flamme conduit de façon plus importante à l'accélération de la flamme. Au contraire, les ondes de choc réfléchies se propageant dans le sens inverse vers la flamme empêchent l'accélération de la flamme.

Dans la 13ème chambre a lieu la ***TDD***. A l'instant ***t***=4,75 ms (cf 4ème image sur la **Figure V.52**), le système choc-flamme se découple progressivement. Une onde de Mach apparaît sur la paroi basse du tube. Lorsque le choc précurseur se propage dans le tube, l'onde réfléchie du choc principal se déplace le long de la spirale. Sur la 5ème image de la **Figure V.52**, la flamme pénètre dans une zone avec un système complexe de choc derrière le point 13. L'interaction entre le choc précurseur, les ondes de choc réfléchies sur les parois de la spirale ou du tube et les ondes de Mach conduit à une explosion locale. Les 6ème et 7ème images sur la **Figure V.52** permettent d'observer la ***TDD*** à la fin de la 13ème chambre.

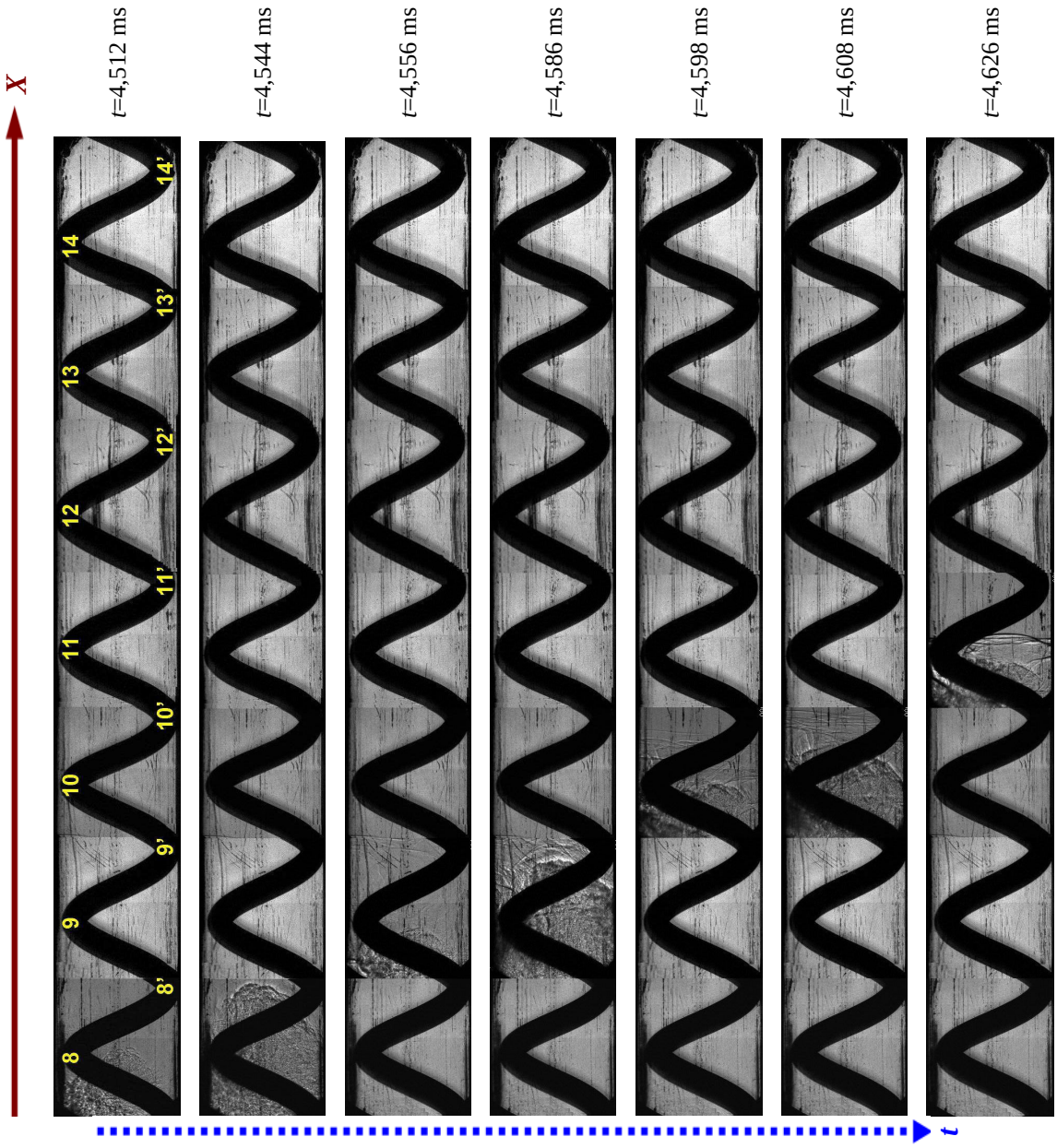


Figure V. 51: Exemples de l'évolution de la flamme et du choc dans le phénomène de l'accélération de la flamme observée de la 8ème à la 11ème chambres par ombroscopie - Φ=1,1; *x*=0,9 – Spirale *S=D.I, e*=8 mm

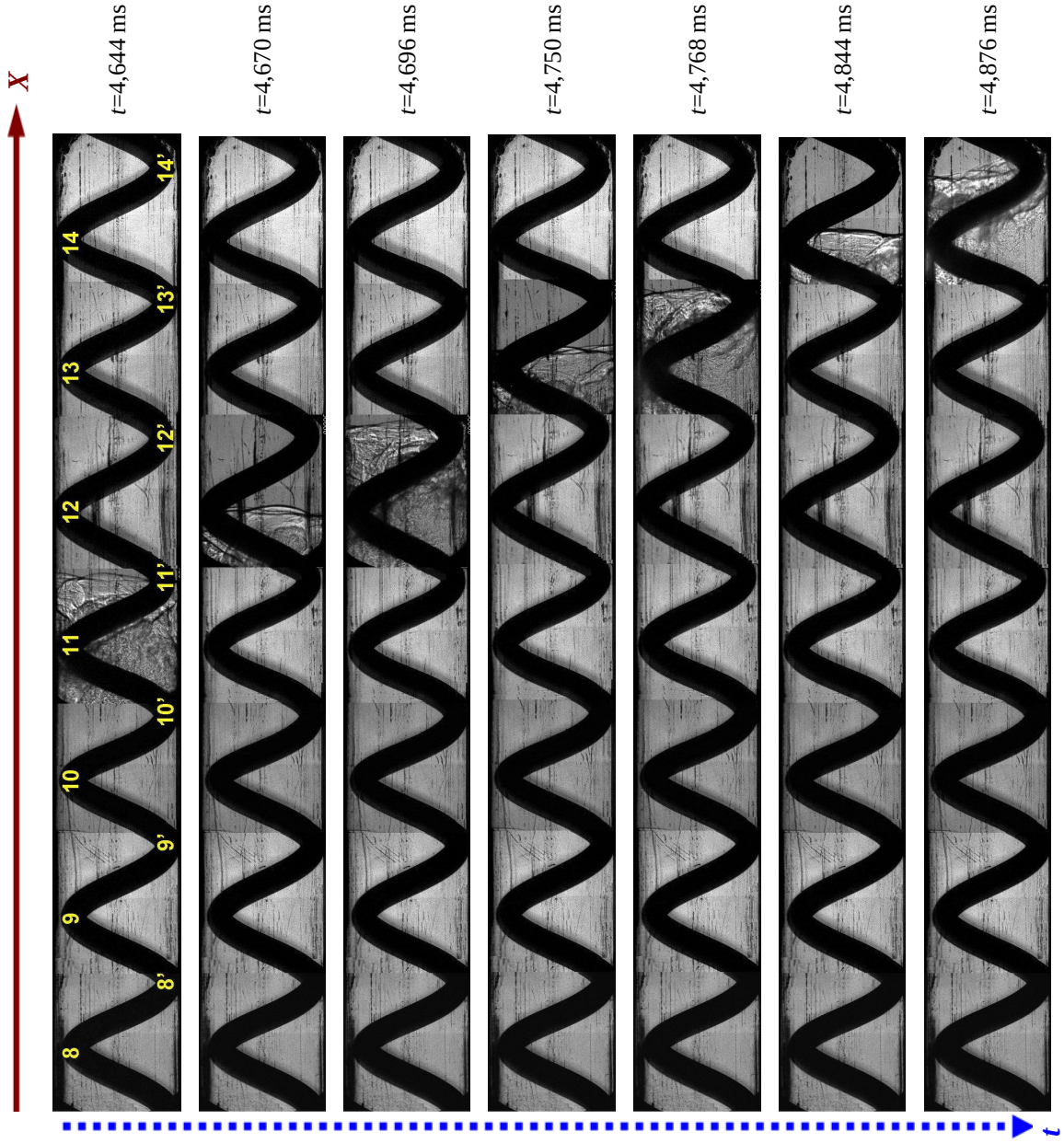


Figure V. 52: Exemples de l'évolution de la flamme et du choc dans le phénomène de l'accélération de la flamme observée de la 11ème à la 14ème chambres par ombroscopie - Φ=1,1; *x*=0,9 - Spirale *S*=*D.I*, *e*=8 mm

Des exemples d'enregistrements ombroscopiques sur le processus de la **Transition Déflagration Détonation** (***TDD***) dans le tube avec la spirale sont présentés dans l'annexe 4.C.

Nous comparons sur la **Figure V.53** les diagrammes de marche obtenus en présence de la spirale et de l'obstacle avec ***S*=*D.I*** et ***e***=8 mm, respectivement. On constate que les deux diagrammes sont confondus jusqu'au régime de blocage thermique quasiment. Au-delà de ce régime, la spirale devient plus efficace que les plaques perforées. En effet, les pentes à la courbe correspondant à la spirale deviennent plus importantes. Il en ressort également de

cette figure, que la célérité de la flamme mesurée par la caméra est supérieure à celle déterminée à l'aide de capteurs. Néanmoins, lorsque la flamme atteint le régime de blocage thermique ou transite en détonation, les courbes se rejoignent.

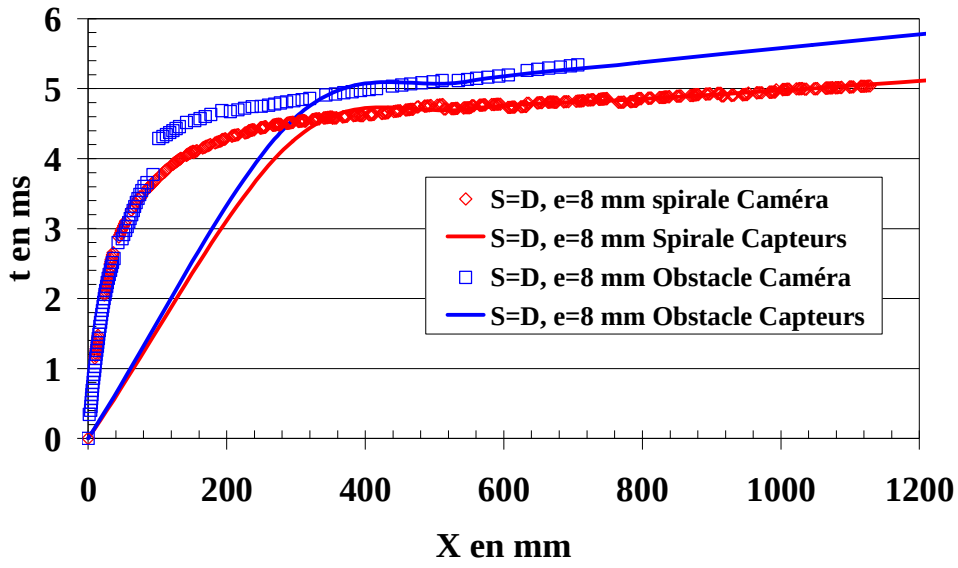


Figure V. 53: Diagramme de marche (*t*, X) - Φ=1,1; *x*=0,9 –Spirale *S*=*D.I*, *e*=8 mm

V.4 Conclusion partielle

Dans le **Tableau V.1**, nous résumons les résultats traduisant l'efficacité des obstacles utilisés dans l'accélération de la flamme et la formation de la détonation. Nous constatons que:

Obstacle	Capteurs de pression			Caméra ultra-rapide		
	X_f (cm)	X_b (cm)	X_{TDD} (cm)	X_f (cm)	X_b (cm)	X_{TDD} (cm)
S=*D*, *e*=8 mm	35	85	/	20	60	/
S=0,5*D*, *e*=8 mm	32	85	/	22	50	/
S=*D*, *e*=4 mm	32	85	/	22	57	/
S=*D*, *e*=6 mm (Marche)	32	/	/	28	/	/
S=*D*, *e*=8 mm (Spirale)	35	50	60	22	48	54

Tableau V. 1:Résultats relatifs à l'accélération de la flamme dans le mélange binaire Φ=1,1; *x*=0,9 aux CNPT dans le tube muni d'obstacles différents; X_f étant la distance pour atteindre la célérité du son dans les gaz frais et X_b représentant celle pour atteindre le régime du blocage thermique

- Dans le 1er stade d'accélération de la flamme, les obstacles ont la même efficacité. La célérité du son dans les gaz frais est atteinte quasiment à la même position quelque soit la configuration de l'obstacle.

- Il semble que dès que l'interaction entre le choc et la flamme deviennent les mécanismes dominants dans l'accélération de flamme, c'est la spirale qui présente une meilleure efficacité pour promouvoir les chocs.

- Des écarts entres les résultats obtenus par les 2 méthodes du fait de l'espacement trop grand entre les capteurs de pression. Pour un espacement bien adapté entre les capteurs de pression, cette méthode est fiable pour établir le diagramme de marche et de vitesse du système choc-flamme lors de la ***TDD,***

Les mécanismes de l'accélération de flamme observés se résument en:

- Dans le 1er stade, l'accélération de flamme est contrôlée par l'augmentation de la surface de la flamme résultant principalement de l'expansion des produits de combustion, de la dynamique de l'écoulement des gaz frais et de la combustion retardée dans des zones de recirculations formée entre les obstacles dans le cas des obstacles discontinus.

- Dans le 2ème stade, l'accélération de flamme est gouvernée par l'interaction choc-flamme et le pré conditionnement de la zone entre le front de flamme et le choc précurseur par des chocs réfléchis par les obstacles et les parois du tube.

CONCLUSION

L'étude que nous avons présentée dans ce mémoire porte sur la **Transition Déflagration Détonation** (***TDD***) dans les mélanges binaires H_2/C_3H_8 - Air.

Pour la détonation, nous avons déterminé la célérité, la pression et la taille de cellule de détonation autonome pour différentes richesses et proportions d'hydrogène dans le propane.

Pour la ***TDD***, nous avons mesuré la longueur de ***TDD*** en fonction de la richesse et de la proportion d'hydrogène dans le propane. Nous avons également examiné les effets de l'obstacle (géométrie, longueur et nature) et du diamètre du tube sur la longueur de ***TDD***.

Enfin, nous avons procédé à la visualisation de la propagation de la flamme dans un tube de section droite carrée muni d'obstacles répétitifs. Le but est l'identification des mécanismes contrôlant l'accélération de flamme lors de la ***TDD***. Nous avons regardé l'effet des dimensions et de la géométrie des obstacles sur ces mécanismes.

Pour la détonation et la ***TDD***, les essais ont été effectués dans un tube cylindrique muni de spirale de Schelkin. La visualisation de la propagation de flamme est obtenue par ombroscopie à l'aide de caméra ultra rapide.

Les résultats concernant la détonation montrent lorsque la proportion d'hydrogène dans le combustible binaire diminue:

- la célérité diminue et la pression augmente car la masse volumique augmente. Les valeurs sont en accord avec celles de l'état **Chapman-Jouguet**.

- la taille de la cellule augmente de 20 à 50 mm. Sa variation est contrôlée essentiellement par les propriétés du propane dans un large domaine de x. En particulier, à la stœchiométrie, il faut au minimum une fraction massique de 50% de H_2 (soit x=0,95) pour obtenir une variation significative de λ avec la proportion d'hydrogène x. Les courbes $\lambda = f(\Phi)$ à x fixée sont en U avec un minimum proche de la stœchiométrie côté riche. Pour, la corrélation $\lambda = f(\boldsymbol{Li})$, nous avons obtenu un rapport $K = \boldsymbol{\lambda / L_i}$ variant de 35 à 45 indépendamment de x et Φ.

CONCLUSION

En résumé, l'ajout de propane dans l'hydrogène augmente la taille de la cellule par conséquent diminue la détonabilité du combustible. En particulier, à la stœchiométrie, la cellule est réduite par un facteur 2,5. Les résultats montrent que les corrélations classiques Taille de cellule - Longueur d'induction chimique pour la détonation et Taille de cellule - Longueur de transition pour la ***TDD*** - bien établies pour les mélanges simples - restent valables pour ces mélanges binaires.

Pour la ***TDD***, les résultats principaux sont:

- Il existe une longueur minimum de spirale pour observer la ***TDD***. Si la spirale est plus longue que cette valeur minimum, la ***TDD*** a lieu à la même abscisse à partir de l'allumage, sinon la ***TDD*** n'est pas observée. Il n'a pas d'effet observable de la longueur de la spirale sur la longueur de ***TDD***. En revanche, selon sa nature la spirale peut retarder la ***TDD*** et augmenter le déficit de célérité de la détonation dans la spirale. Le tube de plus faible diamètre est plus efficace pour la ***TDD***
- Le régime de détonation obtenu dans les spires correspond à la quasi détonation avec une célérité de l'ordre de 80% $\boldsymbol{D_{CJ}}$.
- $\boldsymbol{L_{TDD}}$ varie de 60 à 180 cm. $\boldsymbol{L_{TDD}(x)}$ a le même comportement que $\boldsymbol{\lambda}$(x***)*** à richesse **Φ** fixée**.** $\boldsymbol{L_{TDD}}$ augmente avec l'addition du propane à l'hydrogène. $\boldsymbol{L_{TDD}}$ **(Φ)** a le même comportement que $\boldsymbol{\lambda}$**(Φ)** à fraction molaire ***x*** d'hydrogène fixée. Les courbes obtenues sont en ***U***. Elles présentent un minimum côté riche.
- le rapport $\boldsymbol{K}=\boldsymbol{L_{TDD}}/\boldsymbol{\lambda}$ varie de 25 à 40, soit $\boldsymbol{L_{TDD}}/\boldsymbol{\lambda} \sim 35$ (± 25%). Il semble être indépendant de *x*, de Φ; et du nombre de cellules dans le diamètre libre du tube, tant que le critère d'existence de la détonation est respecté, $\boldsymbol{\lambda}<d$.
- l'enthalpie de réaction adimensionnée $\boldsymbol{Q}/\boldsymbol{a_0^2}$ et l'énergie $\boldsymbol{E_a}/\boldsymbol{RT_C}$ d'activation réduite élevées défavorise la ***TDD***, car elles entrainent une diminution de la vitesse de la flamme laminaire et augmentent le temps d'induction.

En ce qui concerne les mécanismes d'accélération de flamme, les enregistrements montrent:

- Tant que la flamme n'a pas atteint la vitesse du son des gaz frais, les effets de compression n'étant pas importants, l'accélération de flamme est contrôlée par l'expansion de l'écoulement derrière l'obstacle, l'accroissement de la surface de la flamme et la combustion turbulente retardée créée dans la zone de recirculation entre deux obstacles successifs.
- Lorsque la flamme devient supersonique, c'est l'interaction des chocs avec la flamme et le conditionnement des gaz frais en amont de la flamme par le choc

précurseur et les chocs réfléchis sur les parois et les obstacles qui vont être les mécanismes dominants dans l'accélération de la flamme.

- La spirale de Schelkin semble être la plus efficace pour promouvoir le choc dans le $2^{ème}$ stade de l'accélération de flamme, c'est la seule qui a permis d'observer la ***TDD*** dans les conditions exploitées.

Les enregistrements présentés montrent la complexité et la diversité des mécanismes intervenant dans l'accélération de la flamme en présence d'obstacles lors de la **Transition Déflagration Détonation**. Il est encore nécessaire de préciser le rôle et l'importance de chacun de ces mécanismes.

Dans notre étude, les enregistrements ombroscopiques ont concerné l'accélération de la flamme jusqu'au régime du blocage thermique, voire au-delà, il serait intéressant de visualiser la formation de la détonation.

CONCLUSION

BIBIOGRAPHIE

Alekseev V.I., Kuznetsov M.S., Yankin Yu.G., and Dorofeev S.B., "Experimental study of flame acceleration and the deflagration-to-detonation transition under conditions of transverse venting", *Journal of Loss Prevention in the process industries 14* (2001) pp: 591-596

Auffret Y., "Etude de la détonation de mélanges gazeux à température initiale élevée", *Thèse de l'université de Poitiers 1998*

Austin J.M., and Shepherd J.E., "Detonations in hydrocarbon fuel blends", *Comb. and Flame 132* (2003) pp: 73-90

Bade Shrestha S.O., and Karim G.A., "Hydrogen as an additive to methane for spark ignition engine applications", *Proc Inter Society Energy Conver Eng Conf 32*(1997) pp: 910-915

Bell S.R., and Gupta M., "Extension of the lean operating limit for natural gas fueling of a spark engine using hydrogen blending", *Comb Sci and Technter 123*(1997) pp: 23-48

Benedick W.B., Guirao C.M., Knystautas R., and Lee J.H.S., "Critical charge for direct initiation of detonation in gaseous Fuel-Air mixture", *Dynamics of Explosions, progress in Astronautics and Aeronautics. Vol 106* (1986)

Berthelot M. and Vieille P., "Sur la vitesse de propagation des phénomènes explosifs dans les gaz", *Comptes Rendus Hebdomadaires des Séances de l'Académie des Science, tome 94* (1882) pp : 101-108 et 822-823

Berthelot M., "Sur l'onde explosive", *Comptes Rendus Hebdomadaires des Séances de l'Académie des Science, tome 94* (1882) pp : 149-152

Berthelot M., "Sur la vitesse de propagation des phénomènes explosifs dans les gaz", *Comptes Rendus Hebdomadaires des Séances de l'Académie des Science, tome 93* (1881) pp : 18-22

Boisleve J.N., "Propagation des détonations dans les mélanges gazeux contenus dans les tubes de section rectangulaire ", *Thèse de 3ème cycle, Université de Poitiers 1970*

Bollinger L., Fong M., and Edse R., "Experimental measurements and theoretical analysis of detonation induction distances", *ARS Journal 1961* pp: 588-595

Bozier O., Sorin R., Zitoun R., Desbordes D., "Detonation characteristics of H_2-natural

gas-air mixtures" *Proc. European Combustion Meeting, Vienna, Australia, 2009*

Brochet C., "Contribution à l'étude des détonations instables dans les mélanges gazeux", *Thèse de docteur ès sciences de l'Université de Poitiers 1966*

Brown C.J., and Thomas G.O., "Experimental studies of ignition and transition to detonation induced by the reflection and diffraction of shock waves", *Shock wave 10*(2000) pp: 23-32

Burcat A. and Hasson A., "Deflagration to detonation transitions in hexane and heptane mixtures with oxygen", *19th Symp. on Combustion 1982* pp: 625-634

Chan C.K., "Collision of a shock wave with obstacles in a combustible mixture", *Comb and Flame, 100*(1995) pp: 341-348

Chan C.K., Grieg D.R., "The structure of fast deflagrations and quasi-detonations", *22nd Symp. on Combustion 1988* pp: 1733-1739

Chapman D.L., "On the rate of explosion in gases", *Philosophical Magazine, Vol.47* (1899) pp: 90-104

Chaumeix N., Pichon S., Lafosse F., and Paillard C.-E., "Role of chemical kinetics on the detonation properties of hydrogen/natural gas/air mixtures", *Inter Journal of Hydrogen Energy 32* (2007) pp: 2216-2226

Cheng G., Zitoun R., and Bauer P., "Detonation characteristics in tube filled with the binary fuels H_2/C_3H_8-Air mixtures", *23rd ICDERS, Irvine, USA, 2011*

Cheng G., Zitoun R., Sarrazin Y., and Bauer P., "Deflagration-detonation transition in tube filled with binary mixtures H_2/C_3H_8-Air", *Proc European comb meeting, Cardiff, UK, 2011*

Cheng G., Zitoun R., Sarrazin Y., Claverie A., Vidal P., Veyssière B., and Bauer P., "High speed camera visualizations of flame acceleration in a square channel with obstacles: the case of H_2/C_3H_8-Air binary fuels", *23rd ICDERS, Irvine, USA, 2011*

Ciccarelli G., "Critical tube measurements at elevated initial mixture temperatures", *Comb. Sci. And Tech. 174* (2002) pp. 173-183

Ciccarelli G., and Dorofeev S., "Flame acceleration and transition to detonation in ducts", *Prog. Energy Comb Science. Vol 34* (2008) pp: 499-550.

Ciccarelli G., Dubocage P., "Flame acceleration in fuel-air mixtures at elevated initial temperatures", *AIAA Joint propulsion Conference 2002*

Ciccarelli G., Fowler C.J., and Bardon M., "Effect of obstacle size and spacing on the initial stage of flame acceleration in a rough tube", *Shock wave 14* (2005) pp: 161-166

BIBIOGRAPHIE

Ciccarelli G., Fowler C.J., and Bardon M., "effects of obstacle size and spacing on the initial stage of flame acceleration in an obstacle laden tube", *19th ICDERS Hakone, Japan, 2003*

Ciccarelli G., Ginsberg T., Boccio J., Economos C., Sato K., and Kinoshita M., "Detonation cell size measurements and predictions in hydrogen-air-steam mixtures at elevated temperatures" *Comb and Flame 99* (1994) pp: 212-220.

Ciccarelli G., Johansen C.T., and Parravani M., "The role of shock-flame interactions on flame acceleration in an obstacle laden channel", *Comb and Flame 157*(2010) pp: 2125-2136

Desbordes D. and Oran E.S., "Two-dimensional reactive flow dynamics in cellular detonation waves", *Shock Waves 1999* pp: 11-17

Desbordes D., "La transition déflagration détonation ou *TDD*, étude bibliographique", *Rapport interne 1993*

Deshaies B. and Joulin G., "Flame speed sensitivity to temperature changes and The Deflagration to Detonation Transition", *Comb and Flame 1989* pp: 201-212

Döring W., "Über den Détonationsvorgang in Gasen", *Annalen der Physik, Vol.435 (6-7)*(1943) pp: 421-436

Dorofeev S.B., "Hydrogen flames in tubes: Critical run-up distances", *Inter Journal of Hydrogen Energ 34* (2009) pp: 5832-5837

Dorofeev S.B., Kuznetsov M.S., Alekseev V.I., Efimenko A.A., and Breitung W., "Evulation of limits for effective flame acceleration in hydrogen mixtures", *Journal of Loss Prevention in the process industries 14* (2001) pp: 553-589

Dorofeev S.B., Sidorov V.P., Kuznetsov M.S., Matsukov I.D. and AlekseevV.I., "Effect of scale on the onset of detonations", *Shock Waves 10* (2000) pp: 137-149

Eder A., Gerlach C., and Mayinger F., "Experimental observation of fast deflagration and transition to detonation in hydrogen-air-mixture", *Proceedings. of symposium on energy engineering in the 21st century*, (2000)

Edwards D.H., Thomas G.O. and Nettleton M.A., "Diffraction of a planar detonation in various fuel-oxygen mixtures at an area change", *AIAA Progress In Astro. and Aero. 1979* pp. 341-357

Fickett W. and Davis W.C., "Detonations", *University of California Press 1979*

Frenklach M., Bowman T., Smith G. and Gardiner B., Mechanism of elementary chemical reaction developed by The Gas Research Institute (GRI), address internet: http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/, Gri-Mech-3.0, 1999

Gamezo V.N., Desbordes D., and Oran E.S., "Formation and evolution of two-dimensional cellular detonations". *Comb and Flame* 116(1999) pp:154–165.

Gamezo V.N., Ogawa T., and Oran E.S., "Effect of obstacle spacing on flame acceleration and DDT in obstructed channels", *21st ICDERS 2007, Poitiers, France*

Gamezo V.N., Ogawa T., and Oran E.S., "Flame acceleration and DDT in channels with obstacles: Effect of obstacle spacing", *Comb and Flame, 155*(2008) pp: 302-315

Guilly V., Khasainov B., Presles HN., and Desbordes D., "Simulation numérique des détonations à double structure cellulaire", *C.R. Mécanique 334* (2006) pp: 679–685.

Haragopala Rao B., Shrivastava K.N., and Bhakta H.N., "Hydrogen for dual fuel engine operation", *Inter Journal Hydrogen Energy 8*(1983) pp: 381-384

Higgins A.J., Pinard P., Yoshinaka A.C. and Lee J.H.S., "Sensitization of fuel-air mixtures for deflagration to detonation transition", *High-Speed Deflagration and Detonation: Fundamental and Control, 2001*, Eds Roy, Frolov, Netzer and Borisov pp: 45-62

Johansen C., Ciccarelli G., "Characterization of the flow field ahead of a flame propagation in an obstructed channel", *21st ICDERS 2007 Poitiers France*

Johansen C.T, Ciccarelli G., "Visualization of the unburned gas flow ahead of an accelerating flame in an obstructed square channel", *Comb and Flame 156*(2009) pp. 405-416

Jouguet E., "Sur la propagation des réactions chimiques dans les gaz", *Journal des Mathématiques Pures et Appliquées, 6ème série, tome 1* (1905) pp : 247-425 et *tome 2* (1906) pp : 5-86

Kaneshige M. and Shepherd J., "Detonation Database", *Technical Report FM97-8*, GALCIT, July 1997: http://www.galcit.caltech.edu/detn_db/html/

Kerampran S., "Etude des mécanismes d'accélération des flammes se propageant depuis l'extrémité fermée vers l'extrémité ouverte de tubes horizontaux de longueur variable", *Thèse de l'université de Poitiers 2000*

Knystautas R., Guirao C., Lee J.H.S., and Sulmistras A., "Measurement of cell size in hydrocarbon-air mixtures and predictions of critical tube diameter, critical initiation energy, and detonability limits", *AIAA Progres In. Astronaut. Aeronaut.94* (1984) pp: 23-37

Knystautas R., Lee J.H.S., and Guirao C., "The critical tube diameter for detonation failure in hydrocarbon-air mixtures", *Comb and Flame, Vol. 80* (1982) pp: 63-83

Kuznetsov M.S., Alekssev V.I., Matsukov I., and Dorofeev S.B., "DDT in a smooth tube filled with a hydrogen-oxygen mixture", *Shock wave 14* (2005) pp: 205-215

Kuznetsov M.S., Ciccarelli G., Dorofeev S., Alekseev V., Yankin Yu. And Kim T.H., "DDT in methane air mixtures", *18th ICDERS Seattle, USA, 2001*

Kuznetsov M.S., Ciccarelli G., Dorofeev S., Alekseev V., Yankin Yu. And Kim T.H., "DDT for methane air mixtures", *Shock Waves 12* (2002) pp: 215-220

Kyaw Z.H., and Watson H.C., "Hydrogen assisted jet ignition for near elimination for NO_x and cyclic variability in the S.I. engine", *Proc Comb Institute 24* (1992) pp: 1449-1455

Law. C.K., and Kwon O.C., "Effects of hydrocarbon substitution on atmospheric hydrogen-air flame propagation", *Inter Journal of Hydrogen Energ 29* (2004) pp: 867-879

Lee J.H.S., "Dynamic parameters of gaseous detonations", *Ann Rev. Fluid Mech* (1984) pp: 311-336

Lee J.H.S., Knystautas R., and Freiman A., "High speed turbulent deflagration and transition to detonation in H_2-air mixtures" *Comb. and Flame 56* (1984) pp: 227-239

Lee J.H.S., Knystautas R., Chan C.K., "Turbulent flame propagation in obstacle-filled tubes", *20th Symp. on Combustion 1984* pp. 1663-1672

Li J., Lai W.H., and Chung K., "Tube diameter effect on deflagration-to-detonation transition of propane-oxygen mixtures", *Shock wave 16* (2006) pp: 109-117

Libouton J.C., Jacques A., and Van Tiggelen P.J., "Cinétique, structure et entretien des ondes de détonation", *Procceding du colloque International Berthelot-Vieille-Mallard-Le Châtelier, tome 2* (1981) pp : 437-444

Lindstedt R.P. and Michels H.J., "Deflagration to detonation transition in mixtures of Alkane LNG/LPG constituents with O_2/N_2", *Comb and Flame 72* (1988) pp: 63-72

Lindstedt R.P. and Michels H.J., "Deflagration to detonation transition and strong deflagrations in alkane and alkene air mixtures", *Comb and Flame 76* (1989) pp: 169-181

Mallard E. and Châtelier H., "Sur les vitesses de propagation de l'inflammation dans les mélanges gazeux explosifs", *Comptes Rendus Hebdomadaires des Séances de l'Académie des Science, tome 93* (1881) pp :145-148

Matignon C., "Etude de la détonation de deux mélanges stœchiométriques ($CH_4/H_2/O_2/N_2$ et $CH_4/C_2H_6/O_2/N_2$) influence de la proportion relative des deux combustibles et de la température initiale élevée", *Thèse de l'université de Poitiers 2000*

Matsui H., Lee J.H.S., "On the measure of the relative detonation hazard of gaseous fuel-oxygen and air mixtures", *Colloquium on the Fire and Explosion.* (1979) pp: 1269-1280

Matsukov I., Kuznetsov M., Alekseev V., and Dorofeev S., "Photograhic study of the characteristic regimes of turbulent flame propagation, local and global quenching in obstructed areas", *Report No. 315/20088504/INR, prepared for FZK-INR, 1998*

Matsukov I., Kuznetsov M., Alekseev V., and Dorofeev S., "Photograhic study of unstable turbulent flame in obstructed channel", *17th ICDERS Heidelberg, Germany 1999*

Medvedev S.P., Khomik S.V., Olivier H., and Gelfand G.E., "Examination of the DDT triggering in an obstructed tube", *20th ICDERS 2005*

Medvedev S.P., Polenov A.N., Khomik S.V., and Gelfand G.E., "DDT test of binary fuel-air mixtures in an obstructed channel", *22nd ICDERS Minsk Belarus, 2009*

Mitrofanov V.V. and Soloukhin R.I., "Sur la diffraction instantanée de front de détonation", *Dokl. Akad. Nank. SSSR 159* (1965) pp: 1003

Obara T., Yajima S., Yoshihashi T., and Ohyagi S., "A high-speed photographic study of the transition from deflagration to detonation wave", *Shock wave 6*(1996) pp: 205-210

Oran E.S., Young T., and Boris J., "Application of time dependent numerical methods to the description of reactive shocks", *17th Symp. on Combustion* 1979 pp. 43-54

Ouarti N., "Etude de la transition déflagration détonation dans les mélanges C_2H_2/air et H_2/O_2 à usage dans les propulseurs à détonations pulsées", *DEA Université de Poitiers 2001*

Peraldi O., Knystautas R., Lee, J.H.S., "Criteria for transition to detonation in tubes", *21st Symp. on Combustion 1986* pp: 1629-1637

Pinard P.F., Higgins A.J. and Lee J.H.S., "The effects of NO_2 addition on deflagration-to-detonation transition", *Comb. and Flame 136* (2004) pp: 146-154

Presles HN., Desbordes D. and Bauer P., "An optical method for the study of the detonation front structure in gaseous explosive mixtures", *Comb and Flame Vol. 72(2)* (1987) pp: 207-213

Shelkin K. I. and Troshin Ya. K., *Gasodynamika Gorenyia, Moscwa, 1963*

Sorin R., "Etude et optimisation de la Transition Déflagration Détonation en tube des mélanges stoechiometriques $H_2/O_2/N_2$ et (CH_4, C_2H_2, C_2H_4, C_3H_8)$/O_2/N_2$ et de sa Transmission à un espace de plus grand dimension", *Thèse de l'Université de Poitiers, France, 2005*

Sorin R., Bozier O., Zitoun R., Desbordes D., "Deflagration to detonation transition in binary fuels H_2/CH_4 with air mixtures" *Proc.22nd ICDERS, Minsk, Belarus, 2009*

Sorin R., Zitoun R., Desbordes D., "Optimisation of the deflagration to detonation transition: reduction of length and time of transition", *19th ICDERS Hakone, Japan, 2003*

Sorin R., Zitoun R., Desbordes D., "Optimization of the deflagration to detonation transition: reduction of length and time of transition" *Shock waves 15*(2006) pp: 137-145.

Strehlow R.A., and Engel C.D., "Transverse Wave in Detonation: II. Structure and spacing in H_2-O_2, C_2H_2-O_2, C_2H_4-O_2 and CH_4-O_2 systems", *Journal AIAA, Vol 7* (1969) pp: 492-496

Strozzi C., "Etude de la transition déflagration détonation dans des mélanges réactifs de faible détonabilité appliquée à la propulsion par détonation pulsée", *Rapport de stage ingénieur ENSMA 2003*

Takita K., and Niioka T., "On detonation behavior of mixed fuels", *Shock waves 6* (1996) pp: 16-66.

Tang C.L., Huang Z.H., Jin C., He J.J., Wang J.H., Wang X.B., and Miao H.Y., "Laminar burning velocities and combustion characteristics of propane-hydrogen-air premixed flames", *Inter Journal of Hydrogen Energ 33* (2008) pp: 4906-4914

Teodorczyk A., Drobniak P., and Dabkowski A., "Fast turbulent deflagration and DDT of hydrogen-air mixtures in small obstructed channel", *Inter Journal of Hydrogen Energ 34* (2008) pp: 5887-5893

Teodorczyk A., Lee J.H.S. and Knystautas R., "Photographic study of the structure and propagation mechanisms of quasi-detonations in rough tubes", *AIAA Progress In Astro. and Aero. 133* (1991) pp: 223-240

Teodorczyk A., Lee J.H.S. and Knystautas R., "Propagation mechanism of quasi-detonation", *22nd Symp. on Combustion 1988* pp: 1723-1731

Thomas G.O., Ward S.M., Williams R. LI., and Bambrey R.J., "On critical conditions for detonation initiation by shock reflection from obstacles", *Shock wave 12*(*2002*) pp: 111-119

Urtiew P.A., and Oppenheim A.K., "Experimental observation of the transition to detonation in an explosive gas", *Proc of Roy Soc A.* (1966) 295:1328

Valiev D., Bychkov V., Akkerman V., Law. C.K., and Eriksson L-E., "Flame acceleration in channels with obstacles in the deflagration-to-detonation transition", *Comb and Flame, 157*(2008) pp. 1012-1021

Vander Molen R., and Nicholls J.A., "Blast Wave Initiation Energy for the Detonation of Methane-Ethane-Air Mixtures", *Comb Science and Tech, Vol. 1*(1979) pp: 75-79

Vandermeiren M. and Van Tiggelen P.J., "Role of an inhibitor on the onset of gas detonations in acetylene mixtures", *AIAA Progress In Astro. and Aero. 114* (1988) pp: 186-200

Veser A., Breitung W. and Dorofeev S.B., "Run-up distance to supersonic flames in obstacle-laden tubes", *Journal de Physique IV France 12* (2002) pp: 333-340

BIBIOGRAPHIE

Von Neumann J., "Theory of detonation wave", *U.S. Government Document PB 31090* (1942), *A progress report to the National Defence Research Committee Div. B OSRD* (1942)

Westbrook C.K. and Urtiew P.A., "Chemical kinetic prediction of critical parameters in gaseous detonations", *19th Symposium International of Combustion,* Pittsburg (1982) pp: 583-590

Yoshida A., Okuda Y., Yatsufusa T., Endo T., Taki S., Aoki S., and Umeda Y., "Detonation properties of mixed-fuel-and-air gas mixtures", *20th ICDERS Montreal, Canada (2005) paper 77*

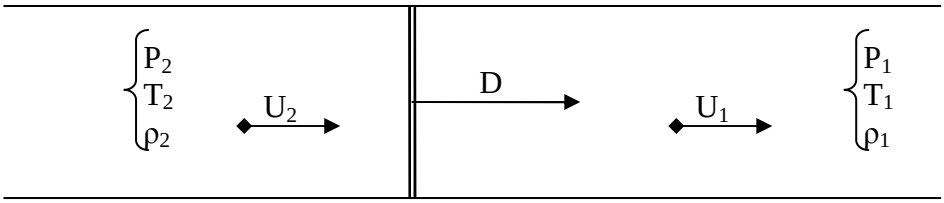
Zel'dovich Y.B., "On the theory of the propagation of detonation in gaseous systems", *Zh. Eksp. Teor. Fiz. Journal of Experimental and Technical Physics. Vol. 19(4)* (1940) pp: 542-568 [in Russian]. A translation appears in NACA TM 1261, 1960.

Zel'dovich Y.B., Kogarko S.M., and Simonov N.H., "Etude expérimentale de la détonation sphérique dans les gaz", *Z.E.P.T. 26* (1956) pp : 1744-1772.

Zitoun R. and Desbordes D., "Propulsive performances of pulsed detonations", *Combust. Sci. and Tech. 144* (1999) pp : 93-114.

Annexe 1 : Rappels Théoriques sur l'onde de détonation

A Présentation Thermodynamique des fronts adiabatiques minces



Considérons en géométrie 1D plane un front réactif mince se propageant à la vitesse absolue D dans un milieu gazeux indicé 1. Ce front sépare le milieu (1) de vitesse absolue U_1 et de caractéristiques thermodynamiques P_1, T_1, ρ_1 (respectivement la pression, la température et la masse volumique) et d'enthalpie spécifique h_1 du milieu (2) de vitesse absolue U_2 et de caractéristiques thermodynamiques P_2, T_2, ρ_2 et d'enthalpie spécifique h_2. Dans le repère lié à ce front (vitesse relative $W_i=D-U_i$), on peut exprimer les lois de conservation au travers du front en considérant les gaz en Equilibre Thermodynamique Complet comme suit:

Conservation de la masse
$$\rho_1 \cdot W_1 = \rho_2 \cdot W_2 \qquad \text{(A.1)}$$

Conservation de la quantité de mouvement
$$P_1 + \rho_1 \cdot W_1^2 = P_2 + \rho_2 \cdot W_2^2 \qquad \text{(A.2)}$$

Conservation de l'énergie
$$h_1 + \frac{W_1^2}{2} = h_2 + \frac{W_2^2}{2} \qquad \text{(A.3)}$$

Si on suppose que les milieux gazeux ((1) et (2)) se comportent comme des gaz parfaits alors la loi qui relie l'évolution de P, ρ et T s'exprime (a est le vitesse du son du milieu et γ le rapport des capacités calorifiques à pression et volume constante) :

$$\frac{P}{\rho} = rT = \frac{a^2}{\gamma} \qquad \text{(A.4)}$$

L'enthalpie h du milieu gazeux peut être exprimée en fonction des constantes thermodynamiques et du degré d'avancement de la réaction Y_P (Q étant l'enthalpie de réaction totale par unité de masse):

$$h = \frac{a^2}{\gamma - 1} - Y_P \cdot Q \qquad \text{(A.5)}$$

A.1 Cas des milieux inertes : Onde de Choc

Dans ce cas il n'y a pas de transformation du milieu et donc pas d'énergie libérée par le passage au travers du front (Q = 0). A partir des équations rappelées ci-dessus on peut exprimer les relations de saut qui existent au travers du front et qui relient les conditions dans le milieu 2 au milieu 1 en fonction de la célérité de l'onde D. Le nombre de Mach (M_1) du front par rapport au milieu amont (1) est défini par $M_1=W_1/a_1$. Les relations de sauts deviennent :

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{2\cdot\gamma\cdot M_1^2-(\gamma-1)}{\gamma+1} \qquad \text{(A.6)}$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\gamma+1}{(\gamma-1)+2/M_1^2} \qquad \text{(A.7)}$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{\left[2\cdot\gamma\cdot M_1^2-(\gamma-1)\right]\cdot\left[(\gamma-1)\cdot M_1^2+2\right]}{(\gamma+1)^2\cdot M_1^2} \qquad \text{(A.8)}$$

$$U_2 = \frac{2\cdot a_1}{\gamma+1}\left(M_1-\frac{1}{M_1}\right) \qquad \text{(A.9)}$$

A.2 Cas des milieux réactifs : Flamme Laminaire

La flamme laminaire avance dans les gaz frais (indice f) à la célérité V_F subsonique, en consommant le mélange réactif et en produisant des gaz brûlés (indice b). Les équations de conservation présentées ci-dessus peuvent être réécrites :

$$\rho_f\cdot(V_F-U_f)=\rho_b\cdot(V_F-U_b) \qquad \text{(A.10)}$$

$$P_f+\rho_f\cdot(V_F-U_f)^2=P_b+\rho_b\cdot(V_F-U_b)^2 \qquad \text{(A.11)}$$

$$h_f+\frac{1}{2}(V_F-U_f)^2=h_b+\frac{1}{2}(V_F-U_b)^2 \qquad \text{(A.12)}$$

A.3 Cas des milieux réactifs : Onde de Détonation

Dans le cadre de la théorie Chapman-Jouguet (CJ), l'onde de détonation est considérée comme une discontinuité mince réactive adiabatique avançant à une célérité D supersonique. La conservation de la masse au travers du front permet de définir la relation de Rayleigh-Michelson, exprimée en fonction de la vitesse de l'onde et des rapports entre saut de pression et de volume massique :

$$(P_2-P_1)=-(\rho_1\cdot W_1)^2\cdot\left(\frac{1}{\rho_2}-\frac{1}{\rho_1}\right) \qquad \text{(A.13)}$$

A partir de cette expression et en éliminant les vitesses relatives dans (A.3) on peut déterminer l'expression de « l'adiabatique de Crussard » qui représente les états possibles de déflagration (partie basse de la courbe) et de détonation (partie haute). Elle est exprimée par le lien entre le saut d'enthalpie au travers de la discontinuité et les sauts de pression et de masse volumique :

$$h_2 - h_1 = \frac{1}{2}(P_2 - P_1)\cdot(\frac{1}{\rho_2} - \frac{1}{\rho_1}) \qquad \text{(A.14)}$$

En représentant ces courbes dans le même plan, on peut déterminer géométriquement les solutions possibles du système d'équations de conservation au travers de la discontinuité. On fait l'hypothèse qu'il n'existe pas de dissociations (la conservation du nombre de mole et $C_p(T)$ = cste implique que γ = cste) et que la réaction est complète. Si on pose $k=(\gamma+1)/(\gamma-1)$ et $q=Q/a_1^2$ on peut exprimer A.13 et A.14 (à l'aide de A.5) sous la forme :

$$\frac{P_2}{P_1} = 1 - \gamma\cdot M_1^2\cdot\left(\frac{\rho_1}{\rho_2} - 1\right) \qquad \text{(A.13 bis)} \qquad \text{et} \qquad \frac{P_2}{P_1} = \frac{k - \frac{\rho_1}{\rho_2} + 2\cdot\gamma\cdot q}{k\cdot\frac{\rho_1}{\rho_2} - 1} \qquad \text{(A.14 bis)}$$

La Figure 1 représente ces 2 courbes dans le plan (P_2/P_1, ρ_1/ρ_2), si on s'intéresse à la branche dite des détonations, c'est-à-dire celle pour laquelle $P_2/P_1 > (1+(\gamma-1).\gamma.q)$ (la solution de la combustion à volume constant), on remarque l'existence de trois cas possibles en fonction de la vitesse théorique de la discontinuité M_1 :

- Soit $M_1 < M_{minimal} = M_{CJ}$ et la droite de Rayleigh – Michelson ne coupe pas l'adiabatique de Crussard et la détonation ne peut pas exister dans ce cas là
- Soit il existe une intersection la droite de RM tangente la Crussard, solution double dite de Chapman – Jouguet (CJ) pour laquelle $M_1 = M_{CJ}$
- Soit il existe 2 intersections définissant une détonation Forte et une faible. Pour $M_1 > M_{CJ}$ seule la solution Forte où la solution limite correspondant à la combustion isochore (supposée infiniment rapide $M_1 = \infty$) ont été observées expérimentalement.

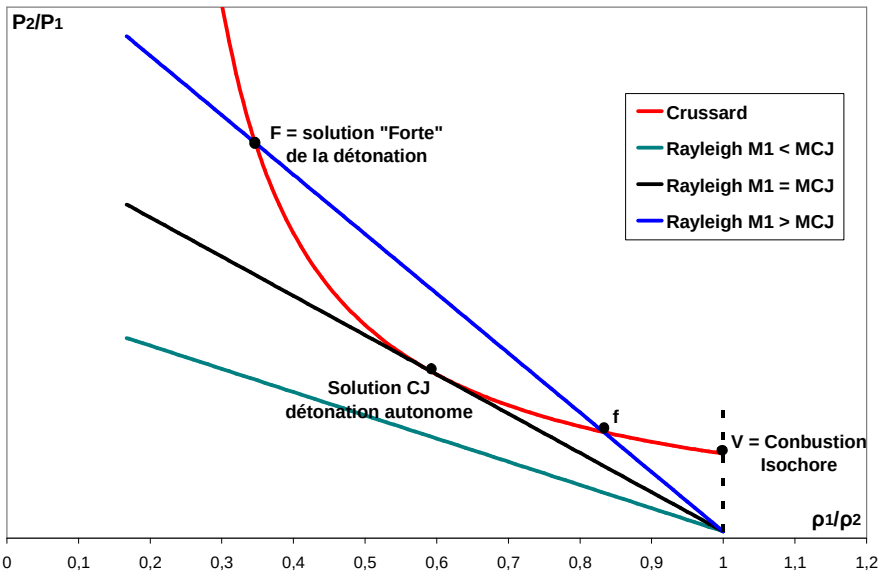


Figure 1 : Représentation de l'adiabatique de Crussard et la droite de Rayleigh – Michelson dans le plan (P_2/P_1, ρ_1/ρ_2)

En éliminant P_2/P_1 entre I.13bis et I.14bis on retrouve une équation du second degré en ρ_1/ρ_2 qui ne permet une solution double que dans le cas où :

$$M_{CJ} = M_1 = \sqrt{\frac{(\gamma^2-1)\cdot q}{2}+1} + \sqrt{\frac{(\gamma^2-1)\cdot q}{2}} \approx \sqrt{2\cdot(\gamma^2-1)\cdot q} \qquad \text{(A.15)}$$

On en déduit alors les relations entre l'état thermodynamique (1) et l'état (2) CJ (qui peuvent être simplifiées en supposant $M_{CJ}^2 >> 1$):

$$\frac{P_{CJ}}{P_1} = 1+\frac{\gamma\cdot(M_{CJ}^2-1)}{\gamma+1} \approx 1+\frac{\gamma}{\gamma+1}M_{CJ}^2 \qquad \text{(A.16)}$$

$$\frac{\rho_1}{\rho_{CJ}} = \frac{\gamma}{\gamma+1}\cdot\left[1+\frac{1}{\gamma\cdot M_{CJ}^2}\right] = \frac{W_{CJ}}{W_1} \approx \frac{\gamma}{\gamma+1} \qquad \text{(A.17)}$$

$$\frac{T_{CJ}}{T_1} = \frac{(\gamma\cdot M_{CJ}^2-1)^2}{(\gamma+1)^2\cdot M_{CJ}^2} \approx \left(\frac{\gamma}{\gamma+1}\right)^2 M_{CJ}^2 \qquad \text{(A.18)}$$

$$M_2^2 = M_{CJ}^2\cdot\frac{T_1}{T_{CJ}}\cdot\left(\frac{\rho_1}{\rho_{CJ}}\right)^2 \equiv 1 \qquad \text{(A.19)}$$

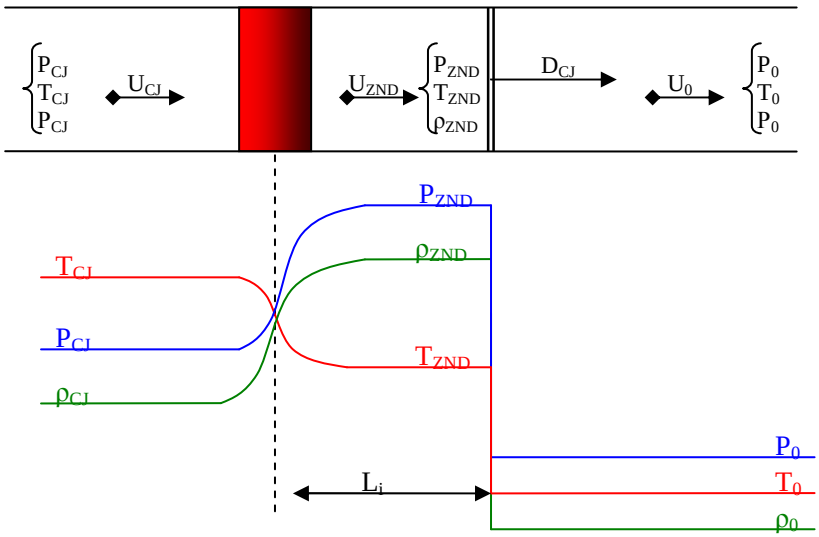
On remarque alors que le système conduit a une condition importante de la théorie CJ de l'onde de détonation : en fin de zone de réaction la détonation se déplace à la vitesse du son par rapport aux produits de détonation ($W_{CJ} = a_{CJ}$). Ceci crée une barrière sonique qui isole la zone de réaction de toute détente arrière et rend ainsi la propagation de la détonation autonome.

Dans le cas de la détonation forte cette zone sonique n'existe pas ($W_2 < a_2$). La vitesse et le saut de pression sont plus importants que dans le cas CJ, mais la moindre détente arrière sonique qui peut remonter jusqu'à la zone réactionnelle permettra l'affaiblissement du régime de détonation. De ce fait une détonation forte n'existe que si elle est soutenue par un « effet piston », sinon elle tendra naturellement vers l'état CJ.

B Le Modèle ZND de l'onde de détonation

Le modèle Zel'dovich-Neuman-Döring (ZND) de l'onde de détonation a été suggéré pour la première fois par Paul Vieille en 1900 qui distingue dans la discontinuité réactive en 2 zones : une compression adiabatique inerte des gaz frais suivie d'une réaction chimique exothermique retardée. L'énergie libérée sert à entretenir un niveau suffisant de compression pour déclencher la réaction chimique et pour créer la zone sonique en fin de réaction.

Le modèle de l'onde carrée consiste en un choc précurseur de célérité D_{CJ} qui met en mouvement brutalement les gaz frais et qui les comprime, suivie d'une zone de réaction décalée de telle sorte que le temps entre l'onde de choc et la zone réactionnelle corresponde au temps d'auto inflammation du mélange considéré dans les conditions de pression et de températures créées par le choc.



On peut décrire cette évolution en rajoutant dans le plan (P_2/P_1, ρ_1/ρ_2) l'adiabatique de Hugoniot correspondant au choc de tête. Les relations A.6 et A.7 permettent d'obtenir ($k = (\gamma+1)/(\gamma-1)$):

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{k - \frac{\rho_1}{\rho_2}}{k \cdot \frac{\rho_1}{\rho_2} - 1} \qquad \text{(A.20)}$$

L'évolution de l'état thermodynamique du mélange réactif s'effectue sur la droite de RM indiquée sur la Figure 2 par les points (0), (1) et (2). Le milieu (0) subit une compression adiabatique sous l'effet d'une onde de choc de célérité D_{CJ} qui met le milieu dans l'état ZND (1) de caractéristiques thermodynamiques calculables à l'aide des formules A.6 à A.9. Le mélange pré-comprimé va réagir après un temps d'induction (τ_i) et conduire à l'état (2) CJ pour la détonation autonome.

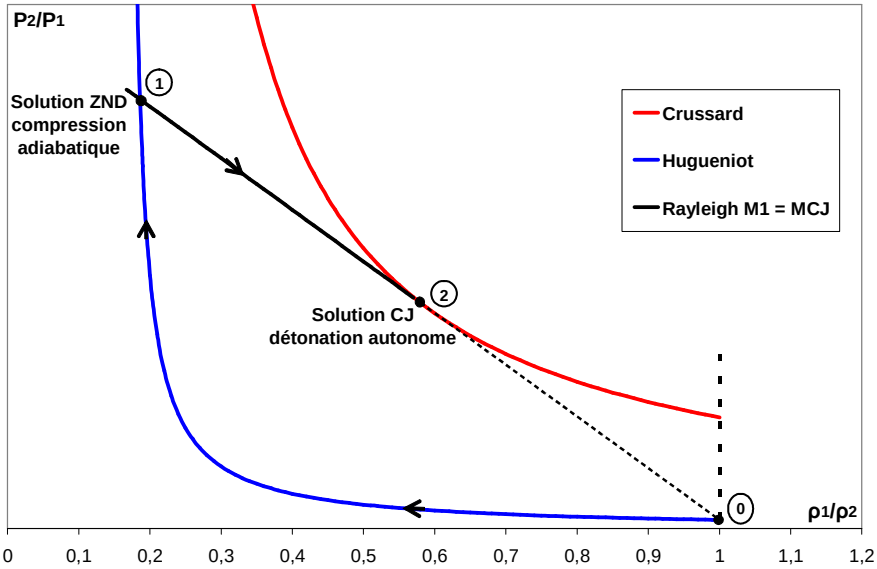


Figure 2 : Représentation du modèle ZND dans le plan (P_2/P_1, ρ_1/ρ_2)

La distance entre le choc et la zone réactionnelle (au point où le gradient de température est le plus important) est appelé longueur d'induction (L_i) et peut être calculée en déterminant le temps d'induction par une loi d'Arrhenius, schématisant le processus global de combustion, ou par un code de calcul utilisant une chimie détaillée (CHEMKIN…). Si on considère X_k comme la fraction molaire de l'espèce k : combustible, oxydante ou inerte (respectivement indice C, OX ou I), n l'ordre de la réaction, les coefficients α, β et χ l'ordre partiel de la réaction relatif à chaque composant et E_a l'énergie d'activation de la réaction globale C+OX+I → P (P pour produit), on peut écrire :

$$L_i = W_{ZND} \cdot \tau_i \propto D_{CJ} \cdot \rho_0^{-n} \cdot X_C^{\alpha} \cdot X_{OX}^{\beta} \cdot X_I^{\chi} \cdot e^{\frac{E_a}{RT_{ZND}}} \qquad \text{(A.21)}$$

C Structure de l'écoulement derrière la détonation : Détente de Taylor-Zel'dovich.

Dans le cas d'une onde de détonation dans un tube de fond fermé, la valeur de ρ_{CJ} des produits étant plus élevée que ρ_0 (eq. A.17), la conservation de la masse impose une répartition non uniforme de ρ au cours de l'abscisse et par conséquence de P, T et a. On en déduit que l'onde de détonation admet derrière la discontinuité de réaction une détente dite de « Taylor – Zel'dovich » dont on peut calculer les caractéristiques.

Prenons pour exemple une détonation 1D initiée en X = 0 à t = 0 dans un tube à fond fermé. Cette détonation atteint l'abscisse R au temps t. Supposons cette détonation CJ (discontinuité adiabatique réactive supersonique) de vitesse D_{CJ}, elle admet un blocage sonique soit $U_{CJ}+a_{CJ} = D_{CJ}$ pour les produits de réaction derrière la zone réactionnelle. On peut déterminer la distance parcourut par l'onde par $R = D_{CJ}.t$. Soit un point de conditions U_b et a_b derrière la détonation à l'instant t. Ce point a parcouru la distance $r = (U_b+a_b).t$ depuis le départ de la détonation. On détermine alors l'abscisse adimensionnée Z par :

$$Z = \frac{r}{R} = \frac{U_b + a_b}{D_{CJ}} \qquad \text{(A.22)}$$

Derrière l'onde de détonation l'écoulement est homentropique (c'est-à-dire que l'entropie est constante dans tout le milieu) donc si on considère la méthode des caractéristiques alors on peut utiliser les invariants de Riemann pour avoir une relation entre la vitesse locale du son et la vitesse matérielle. Alors on obtient entre le point situé à Z (condition indicé b) et le point CJ à Z = 1 :

$$U_b - \frac{2}{\gamma - 1} a_b = U_{CJ} - \frac{2}{\gamma - 1} a_{CJ} = -\frac{D_{CJ}}{\gamma - 1} \qquad \text{(A.23)}$$

En utilisant les relations A.22 et A.23 on peut calculer les vitesses locales matérielles et du son en fonction de Z :

$$U_b = (2 \cdot Z - 1) \cdot U_{CJ} \qquad \text{(A.24)}$$

$$a_b = \left[\frac{(\gamma - 1)}{\gamma} \cdot Z + \frac{1}{\gamma} \right] \cdot a_{CJ} \qquad \text{(A.25)}$$

Par cette formule (A.24) on obtient que la vitesse matérielle derrière l'onde de détonation soit nulle pour Z = ½ et négative pour Z < ½. Le fond fermé du tube impose la condition $U_b = 0$ pour l'abscisse Z = 0, de plus cette condition se déplace à la vitesse $a_b = D_{CJ}/2$ (eq. I.23) et donc aura atteint l'abscisse r = R/2 à l'instant t. Ceci montre que, dans le cas du fond fermé, il existe un noyau toujours présent sur la moitié de la distance parcourue par la détonation où les conditions de P, T, ρ et a n'évoluent plus. Donc dans ce cas les formules A.24 à A.28 ne sont valables que pour ½ < Z < 1.

En utilisant la loi des gaz parfait (A.4) et la loi de l'isentropique (P/ρ^{γ} = constante) on obtient :

$$P_b = \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \cdot Z + \frac{1}{\gamma} \right)^{\frac{2 \cdot \gamma}{\gamma - 1}} \cdot P_{CJ} \qquad \text{(A.26)}$$

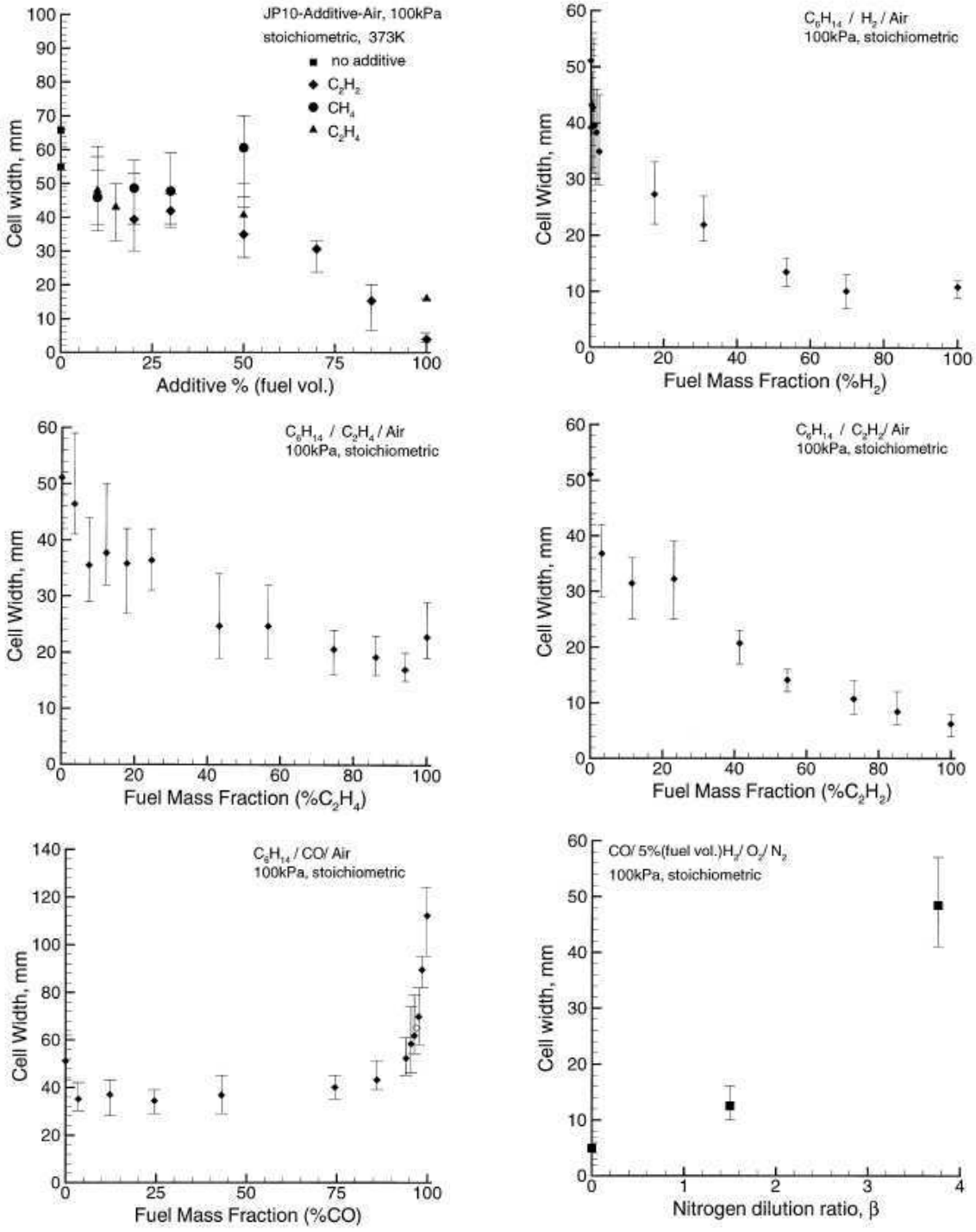
$$\rho_b = \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \cdot Z + \frac{1}{\gamma} \right)^{\frac{2}{\gamma - 1}} \cdot \rho_{CJ} \qquad \text{(A.27)}$$

$$T_b = \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \cdot Z + \frac{1}{\gamma} \right)^{2} \cdot T_{CJ} \qquad \text{(A.28)}$$

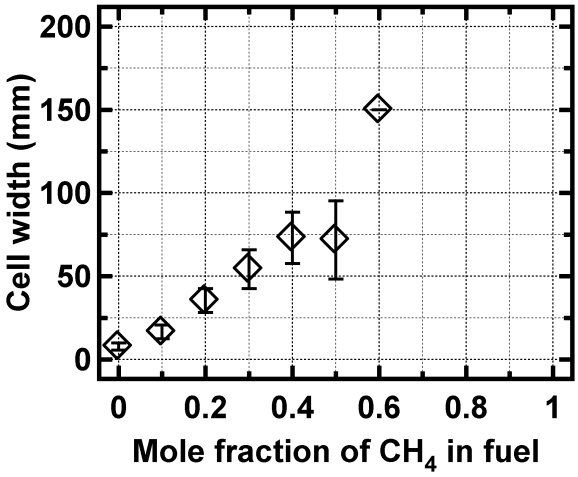
On peut alors estimer les conditions de noyau (indicés N) pour un gaz brûlé ($\gamma_{CJ} \sim 1{,}25$). On trouve alors que $P_N = 0{,}35P_{CJ}$, $\rho_N = 0{,}43\rho_{CJ}$ et $T_N = 0{,}81T_{CJ}$. Ces résultats de répartition des conditions thermodynamiques des produits derrière l'onde de détonation peuvent être généralisés dans le cas des symétries axiales : détonations cylindriques et sphériques.

ANNEXE

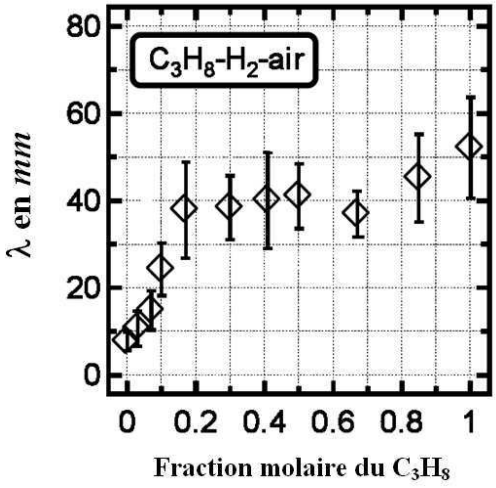
Annexe 2 : Données de la littérature sur la détonabilité des mélanges binaires



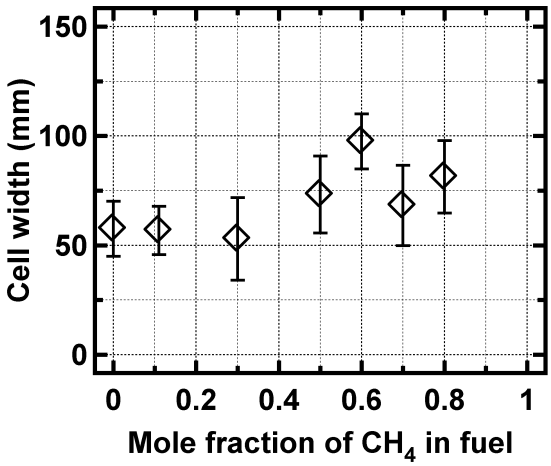
Résultats obtenus pour les mélanges binaires par Austin et al. (2003) pour un tube de D=280 mm et de longueur de 7,3 m



(a)

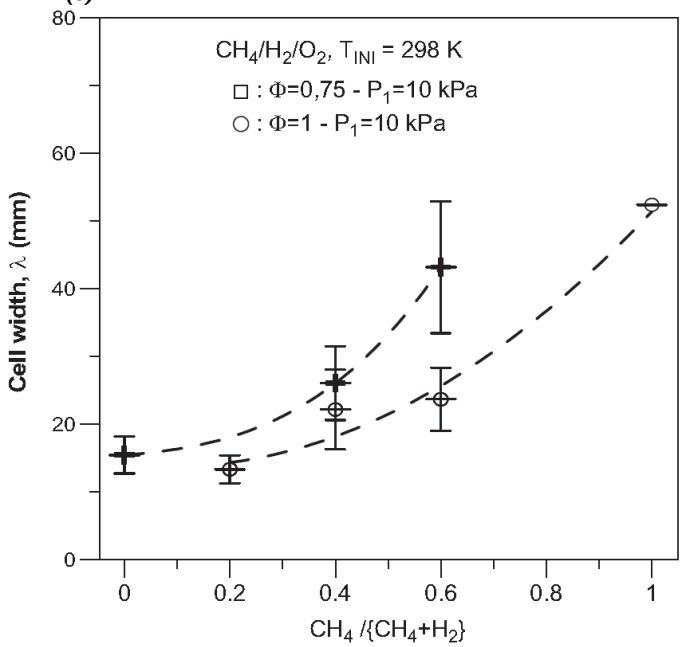


(b)

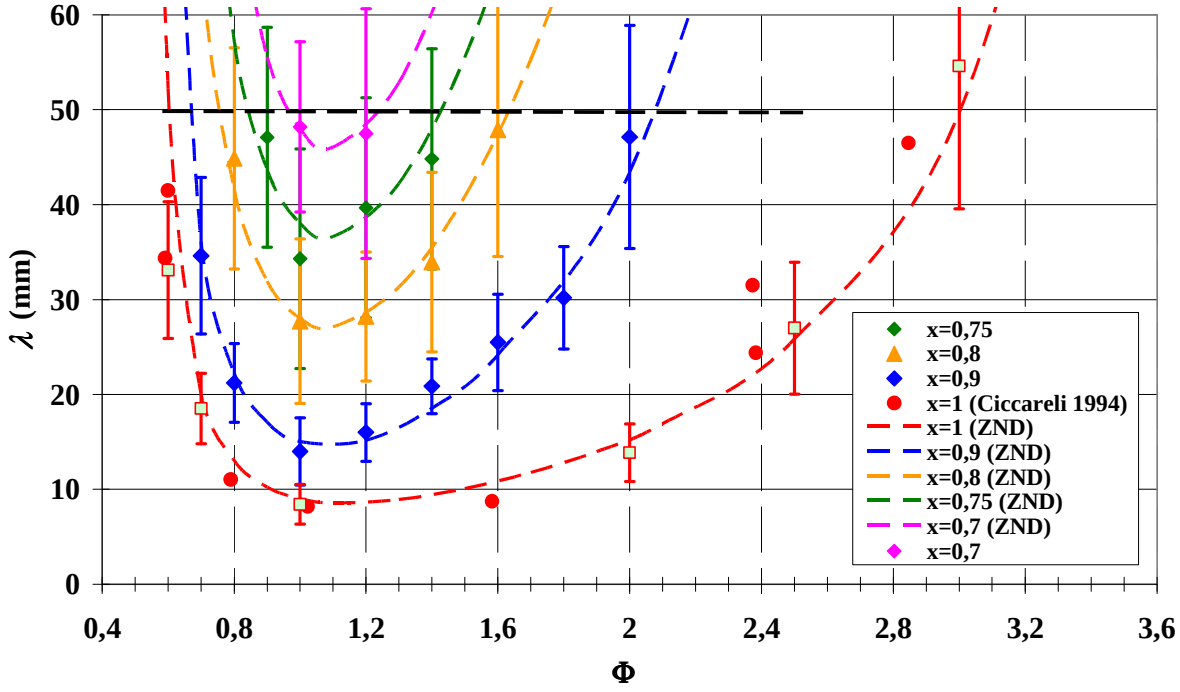


(c)

Résultats obtenus par Yoshida et al. (2005) pour les mélanges binaires (*a*) H_2/CH_4/Air, (*b*) H_2/C_3H_8/Air et (*c*) CH_4/C_3H_8/Air



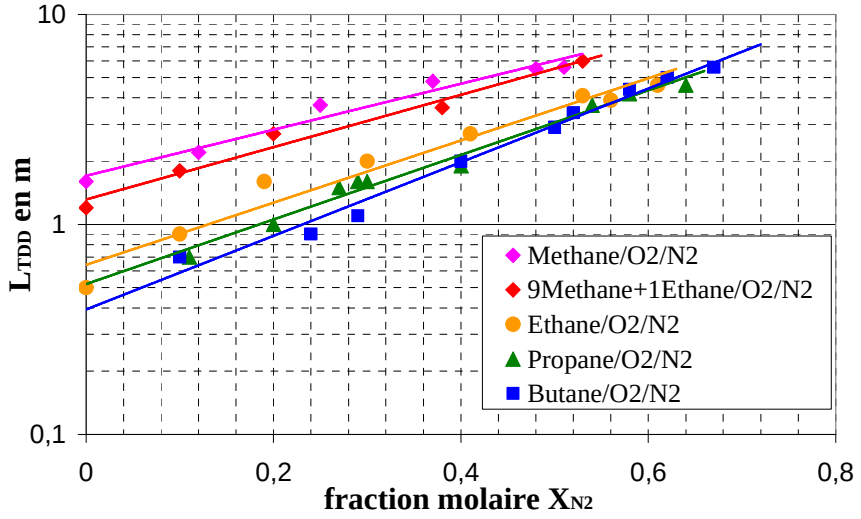
Résultats obtenus par Chaumeix et al. (2007) pour les mélanges binaires H_2/CH_4/Air



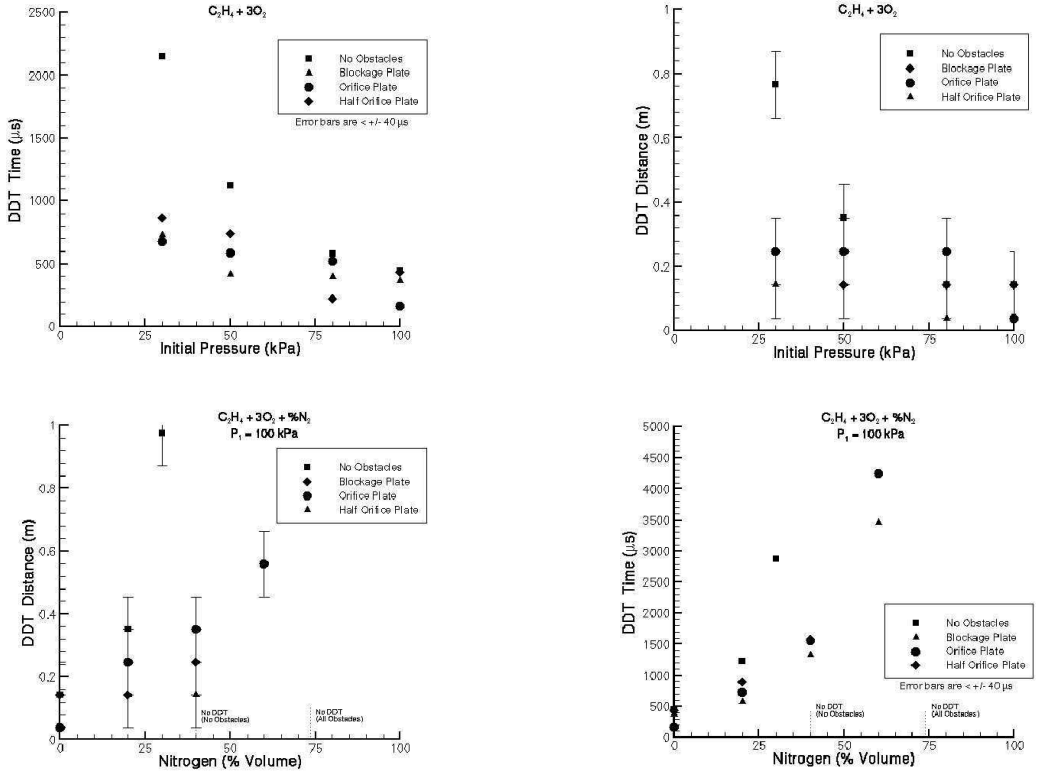
Résultats obtenus par Bozier et al. (2009) pour les mélanges binaires H_2/CH_4/Air

ANNEXE

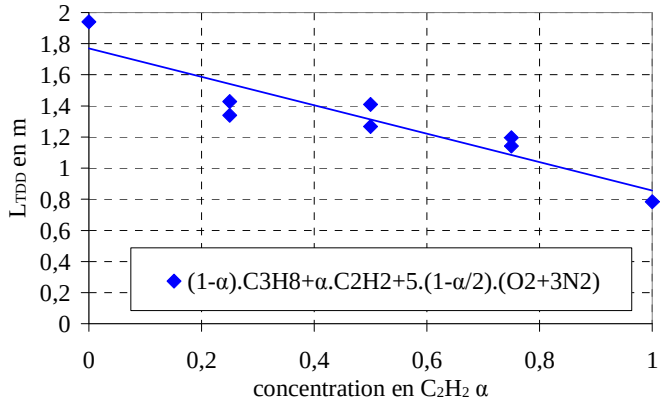
Annexe 3 : Données de la littérature sur la longueur de *TDD*



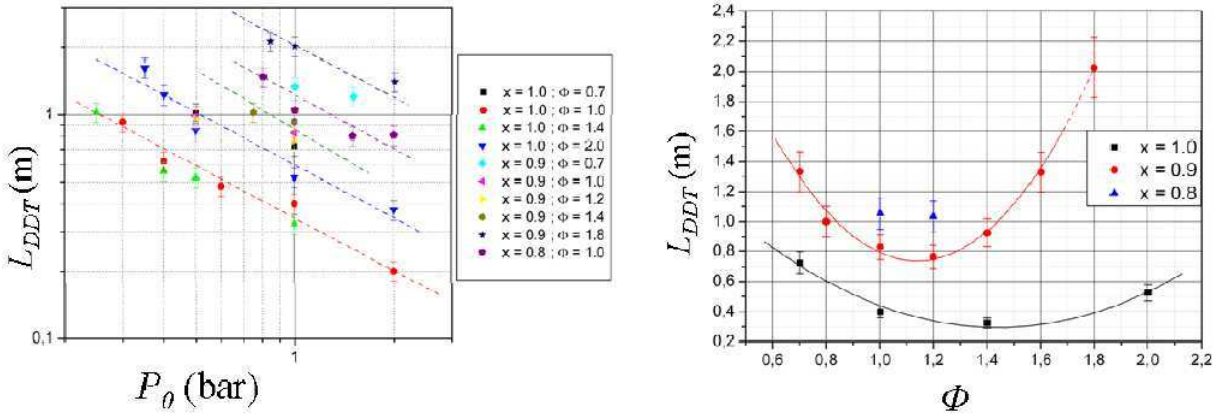
Résultats de Lindstedt et al. (1988) pour un tube lisse de D=50,8mm



Résultats obtenus par Cooper et al. (2000) pour un tube de D=76,2mm avec des obstacles répétitifs de BR=0,43 (blocage plate=obstruction central ; orifice plate=plaque percée ; half : obstacle sur la moitié du tube de 1,016 m de long)



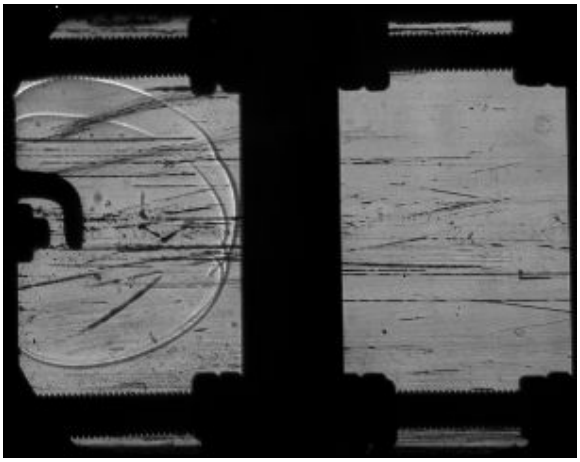
Résultats de Higgins et al. (2001)



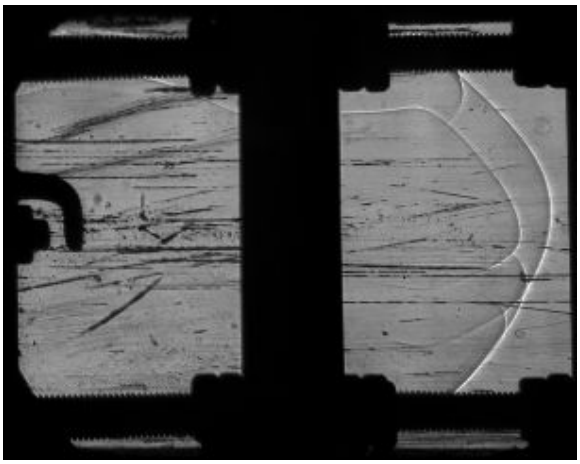
Résultats obtenus par Sorin et al. (2009) pour les mélanges binaires H_2/CH_4/Air

Annexe 4 : Photographies typiques du phénomène d'accélération de flamme obtenues par ombroscopie dans un tube de section droite 40 mm×40 mm munis de différents obstacles

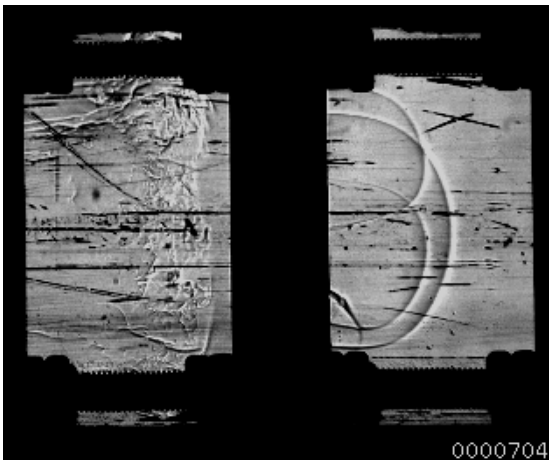
A. Obstacle du pas S=0,5D.I et d'épaisseur de 8 mm



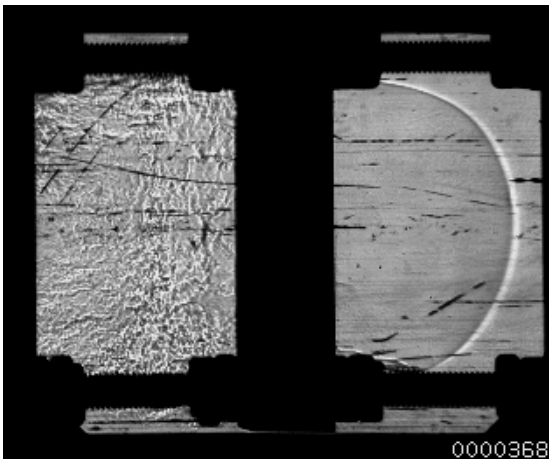
t=1,664 ms dans les 1ère et 2ème chambres



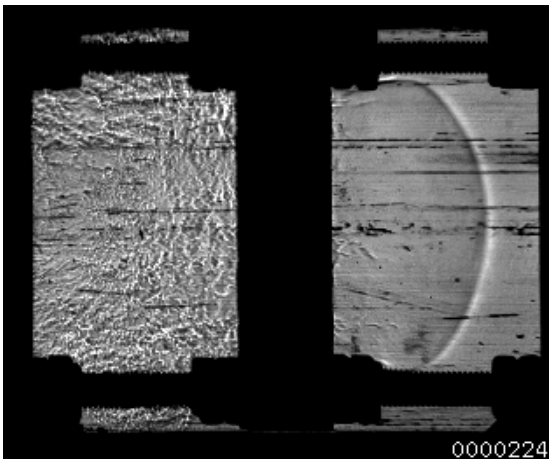
t=2,720 ms dans les 1ère et 2ème chambres



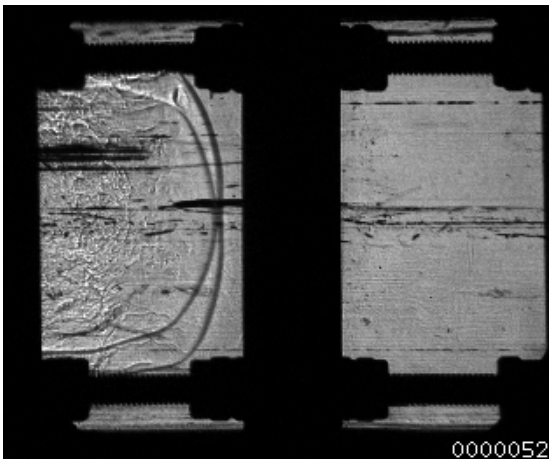
t=3,504 ms dans les 3ème et 4ème chambres



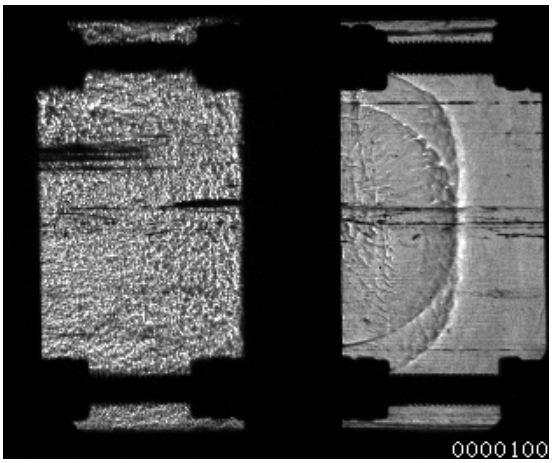
t=3,938 ms dans les 5ème et 6ème chambres ms



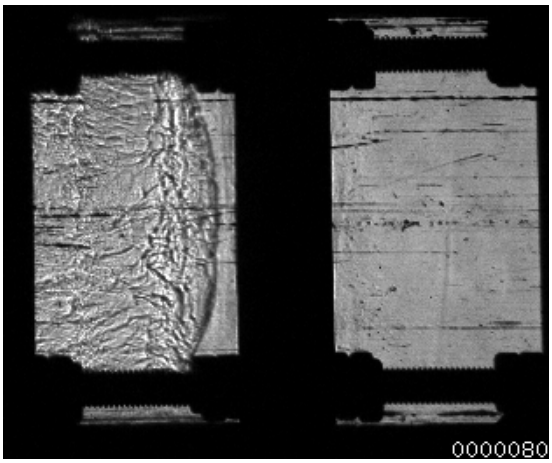
t=4,164 ms dans les 7ème et 8ème chambres



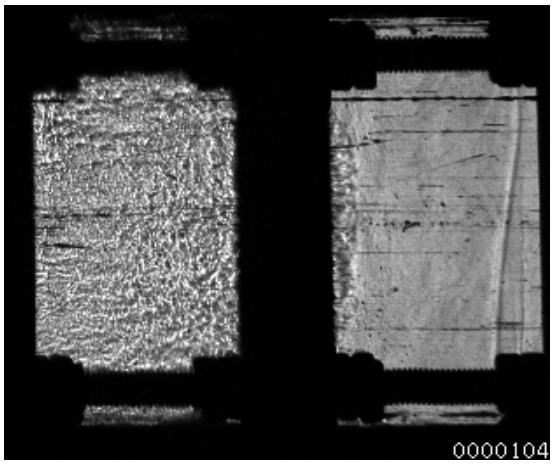
t=4,212 ms dans les 9ème et 10ème chambres



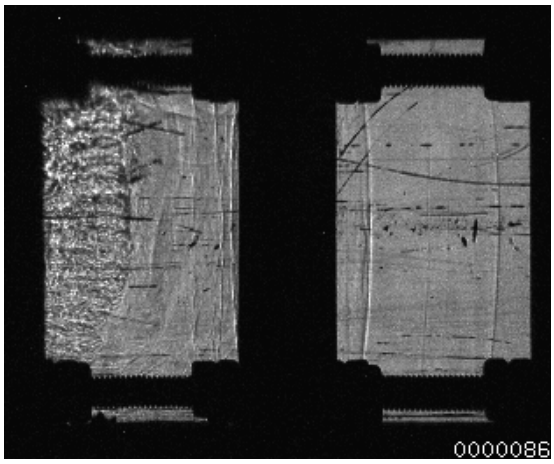
t=4,280 ms dans les 9ème et 10ème chambres



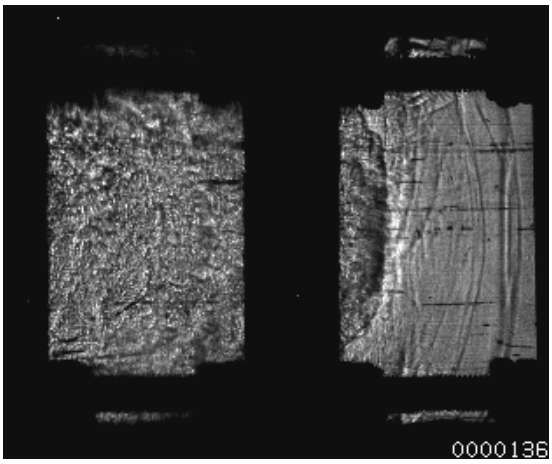
t=4,340 ms dans les 11ème et 12ème chambres



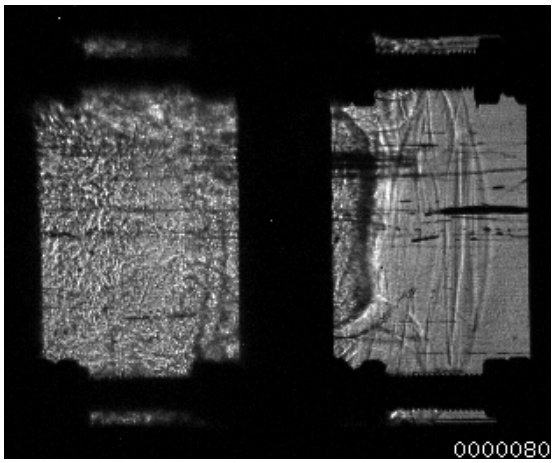
t=4,364 ms dans les 11ème et 12ème chambres



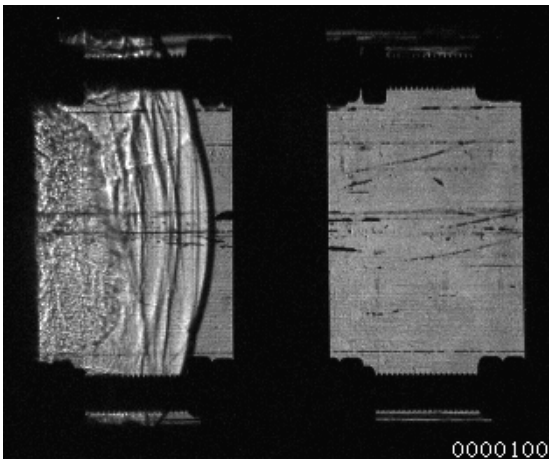
t=4,436 dans les 13ème et 14ème chambres



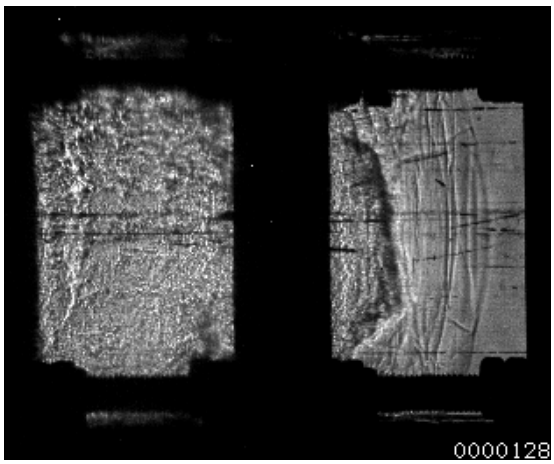
t=4,546 ms dans les 15ème et 16ème chambres



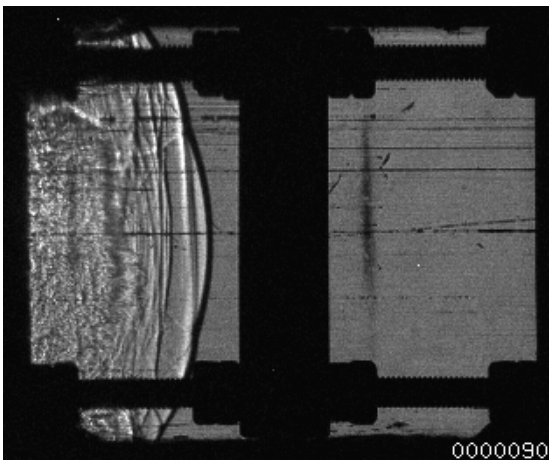
t=4,570 ms dans les 17ème et 18ème chambres



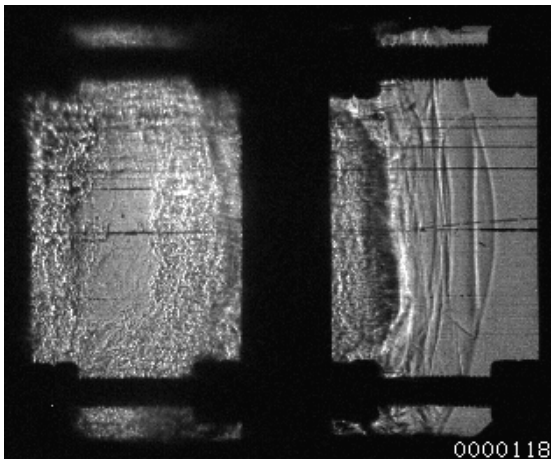
t=4,660 ms dans les 19ème et 20ème chambres



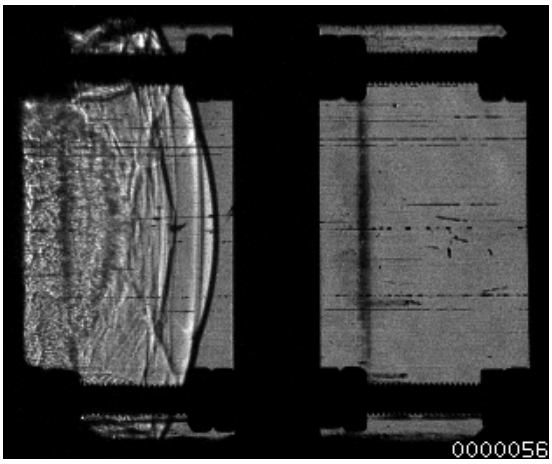
t=4,688 ms dans les 19ème et 20ème chambres ms



t=4,690 ms dans les 21ème et 22ème chambres

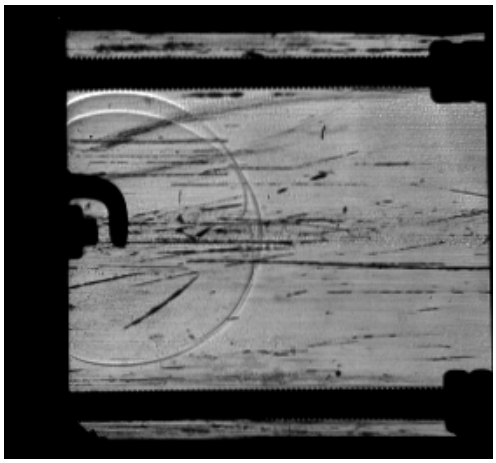


t=4,718 ms dans les 22ème et 23ème chambres

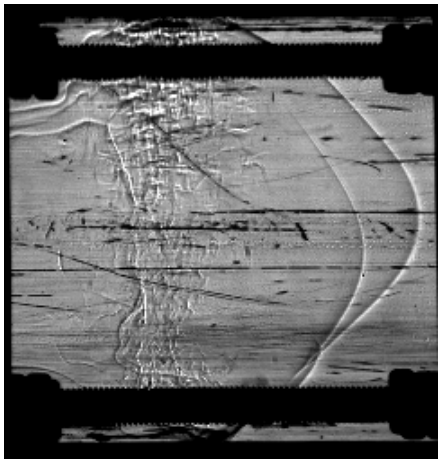


t=4,726 ms dans les 23ème et 24ème chambres

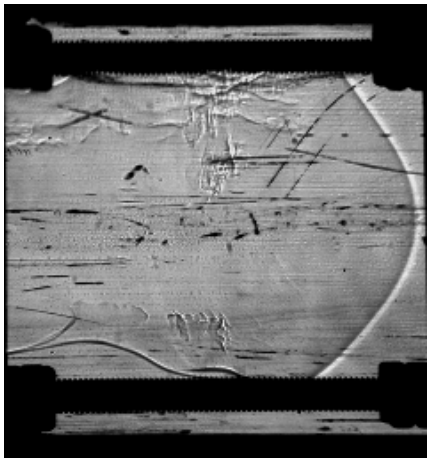
B. Obstacle de pas *S=D.I* et d'épaisseur de 4 mm



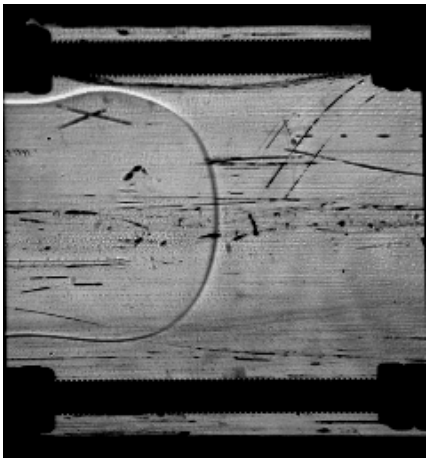
t=1,600 ms dans la 1ère chambre



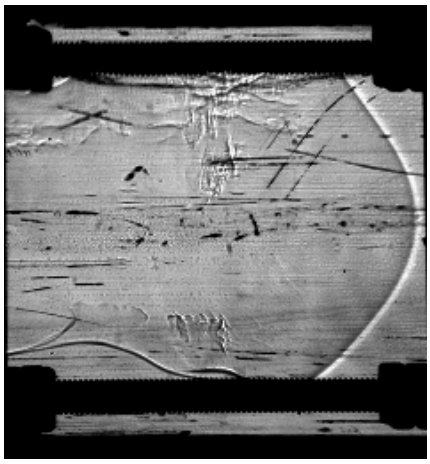
t=3,696 ms dans la 2ème chambre



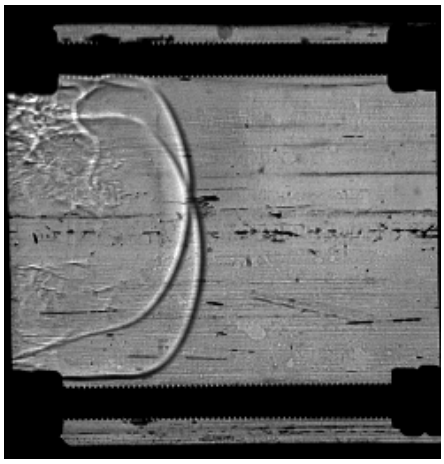
t=4,140 ms dans la 3ème chambre



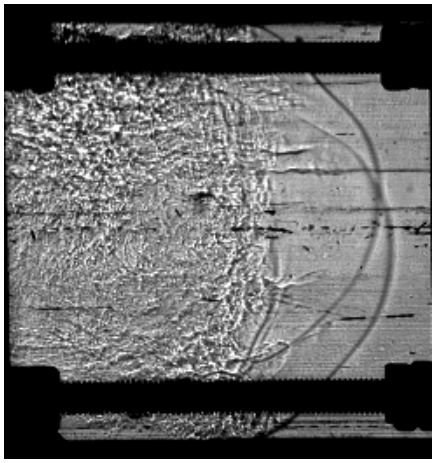
t=4,308 ms dans la 4ème chambre



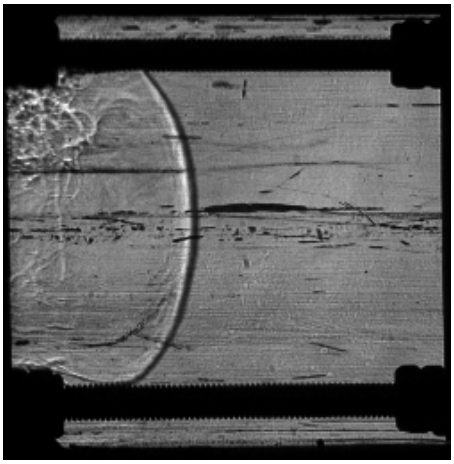
t=4,420 ms dans la 4ème chambre



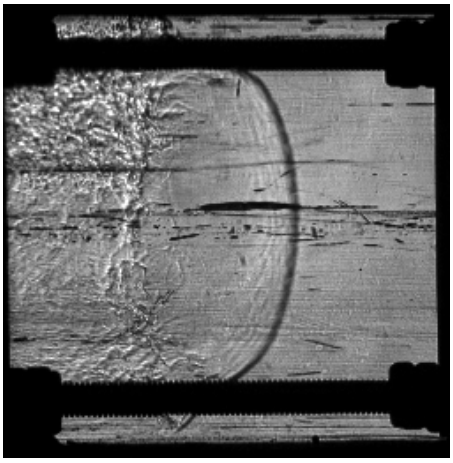
t=4,492 ms dans la 5ème chambre



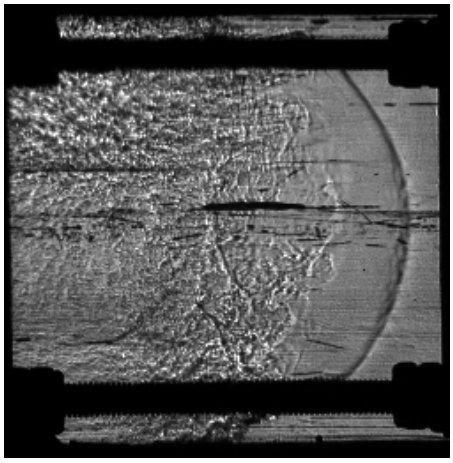
t=4,556 ms dans la 5^{me} chambre



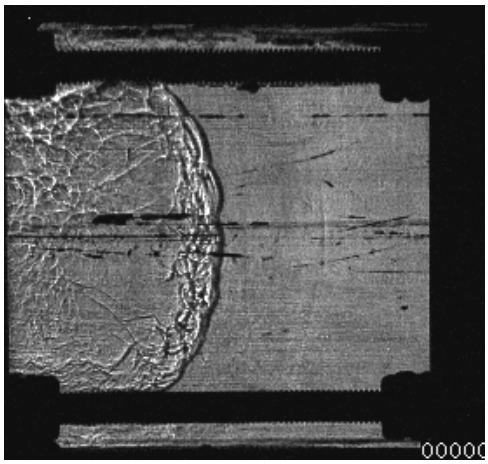
t=4,578 ms dans la 6ème chambre



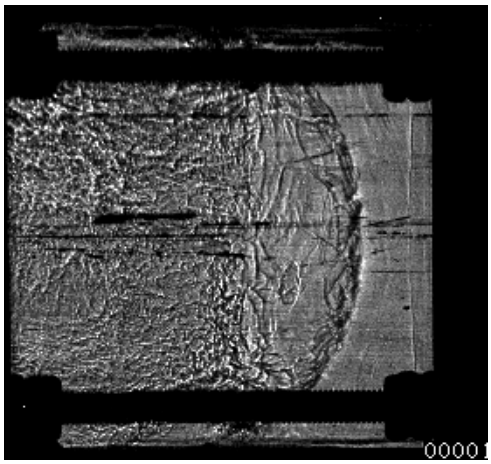
t=4,602 ms dans la 6ème chambre



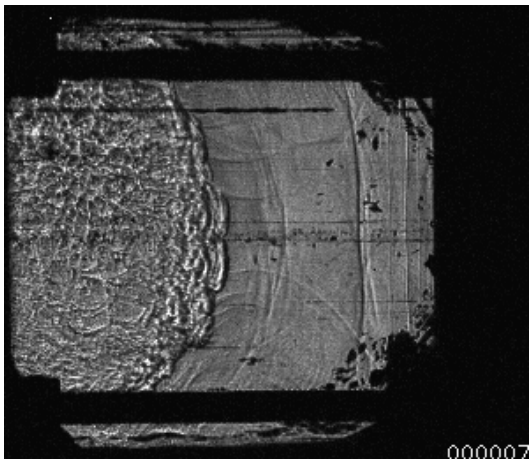
t=4,626 ms dans la 6ème chambre



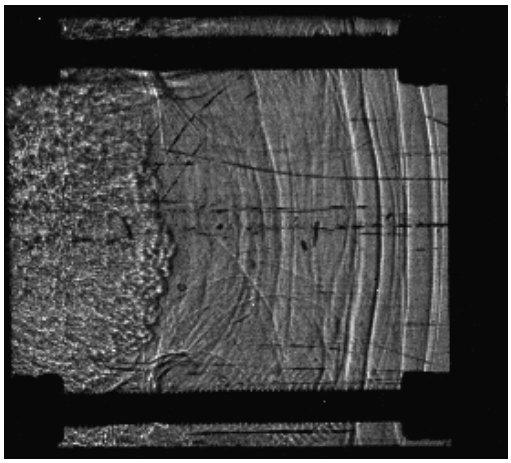
t=4,702 ms dans la 7ème chambre



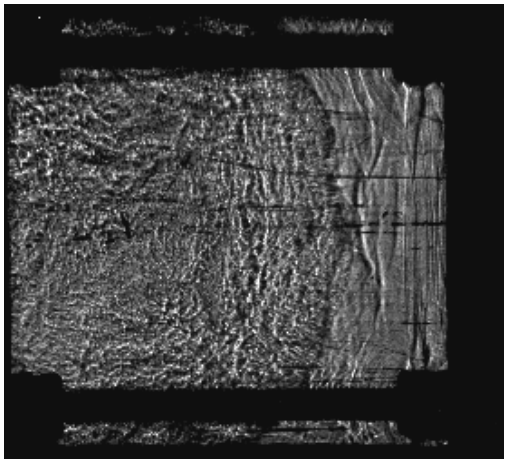
t=4,728 ms dans la 7ème chambre



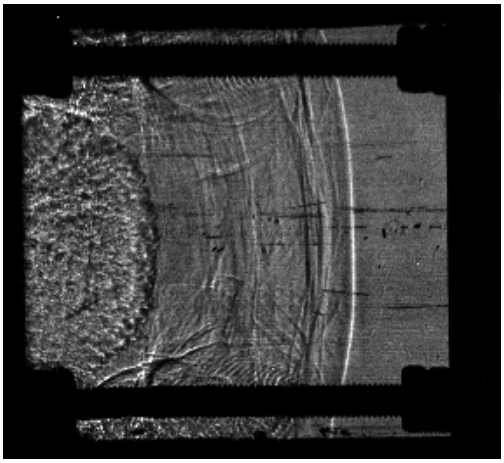
t=4,776 ms dans la 8ème chambre



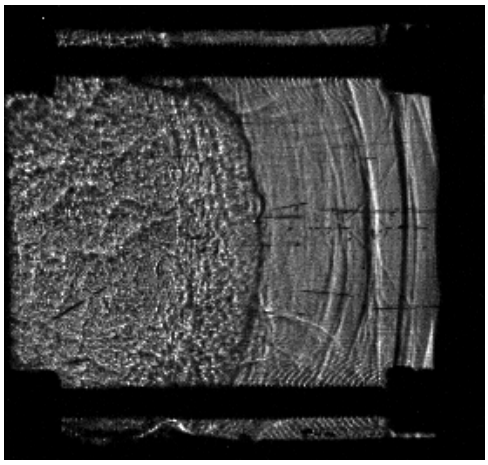
t=4,838 ms dans la 9ème chambre



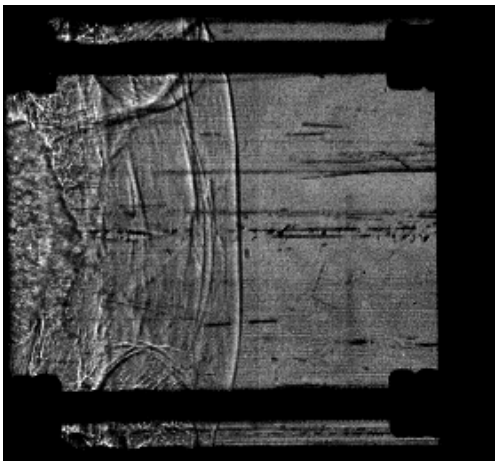
t=4,860 ms dans la 9ème chambre



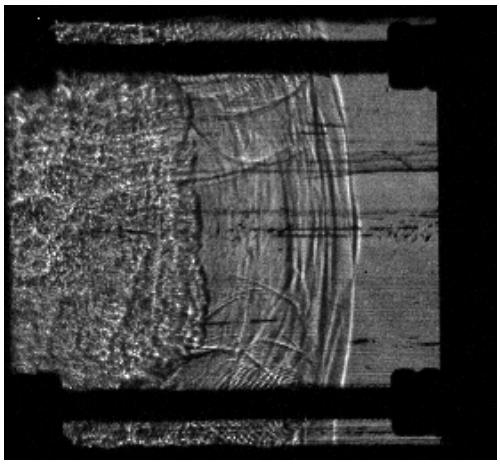
t=4,865 ms dans la 10ème chambre



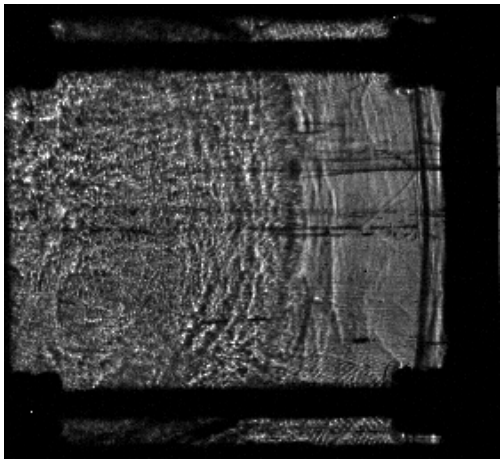
t=4,879 ms dans la 10ème chambre



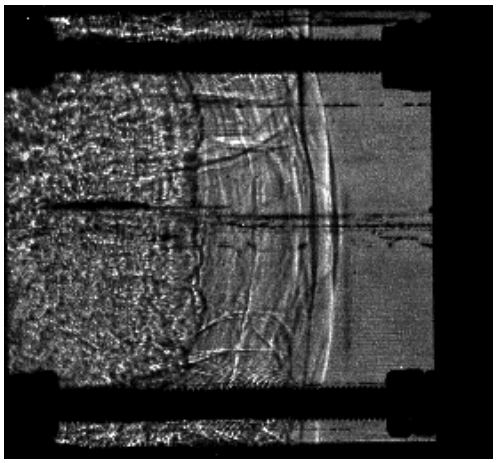
t=4,958 ms dans la 11ème chambre



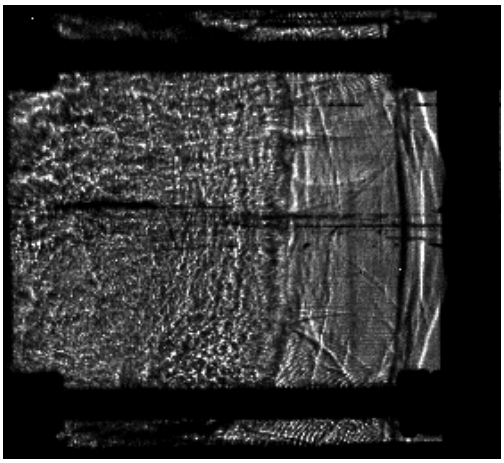
t=4,972 ms dans la 11ème chambre



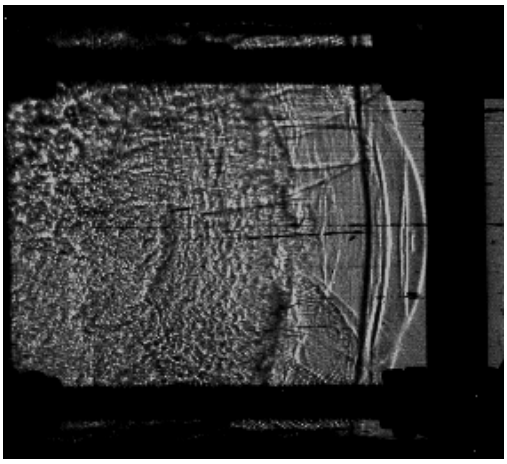
t=4,994 ms dans la 11ème chambre



t=5,054 ms dans la 12ème chambre



t=5,064 ms dans la 12ème chambre



t=5,068 ms dans la 13ème chambre

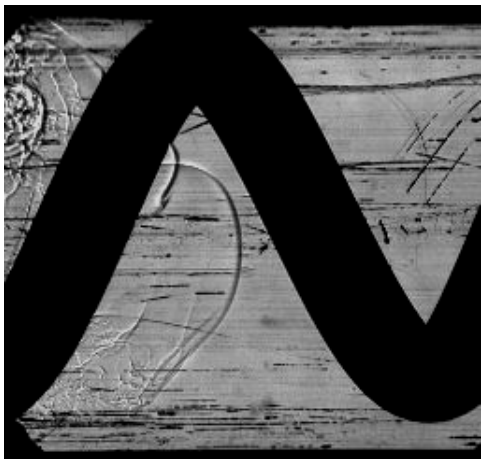
C. Spirale de Schelkin de pas *S=D.I*

t=2,080 ms dans la 1ère chambre

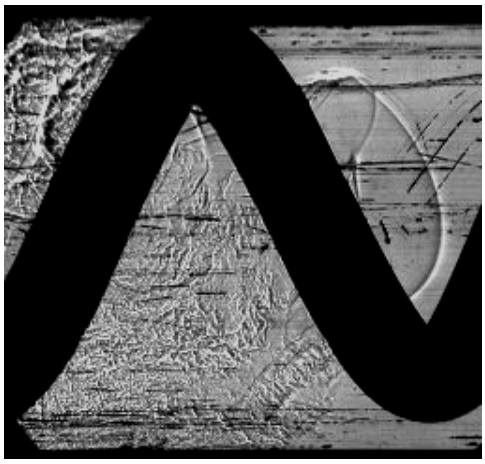
t=2,528 ms dans la 1ère chambre

t=3,040 ms dans la 2ème chambre

t=3,360 ms dans la 2ème chambre



t=3,664 ms dans la 3ème chambre

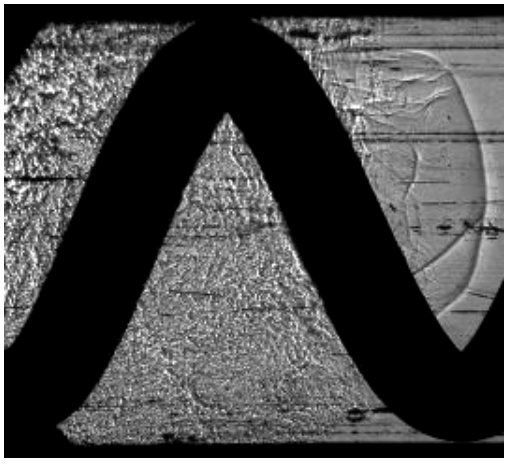


t=3,824 ms dans la 3ème chambre

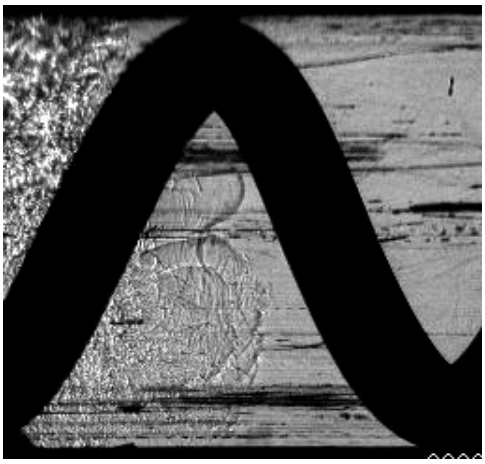
t=3,984 ms dans la 4ème chambre

t=4,080 ms dans la 4ème chambre

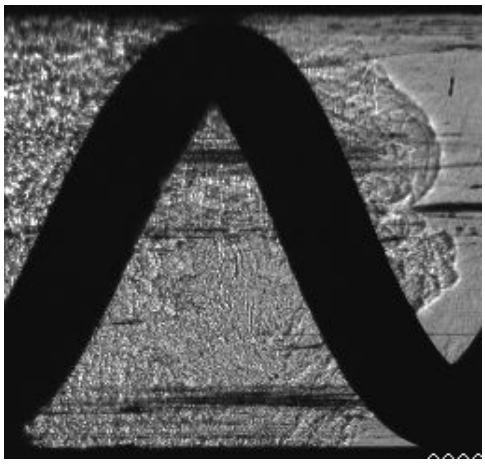
t=4,184 ms dans la 5ème chambre



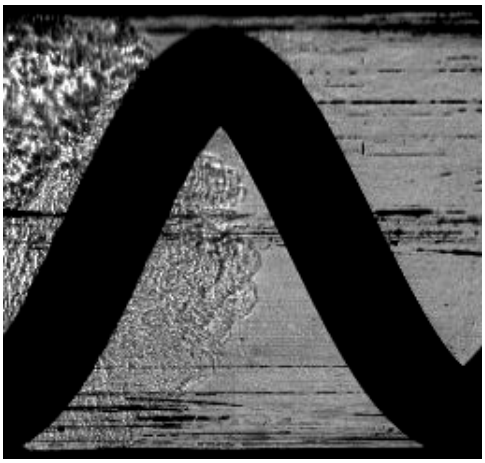
t=4,256 ms dans la 5ème chambre



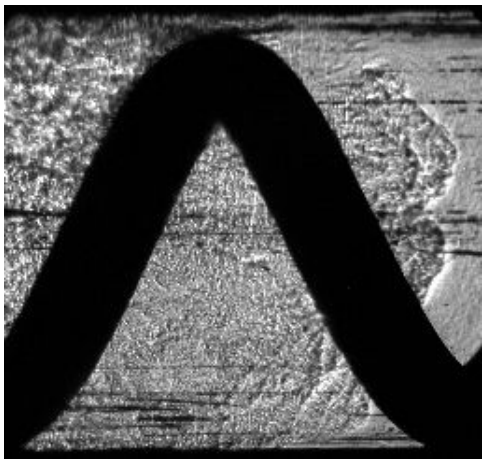
t=4,336 ms dans la 6ème chambre



t=4,376 ms dans la 6ème chambre

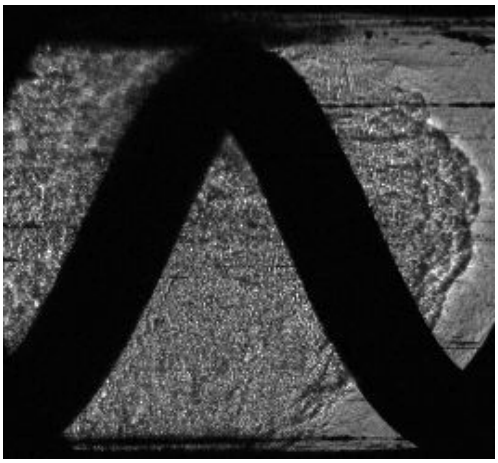


t=4,450 ms dans la 7ème chambre

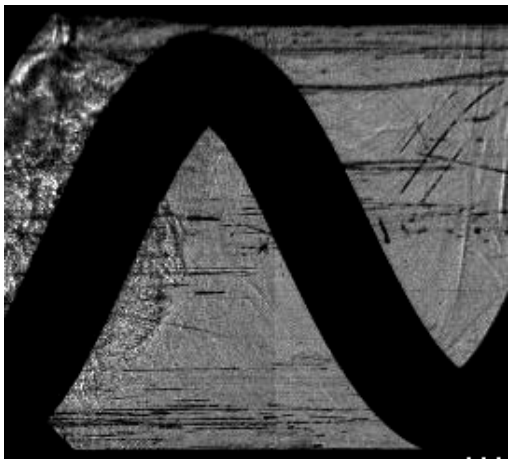


t=4,482 ms dans la 7ème chambre

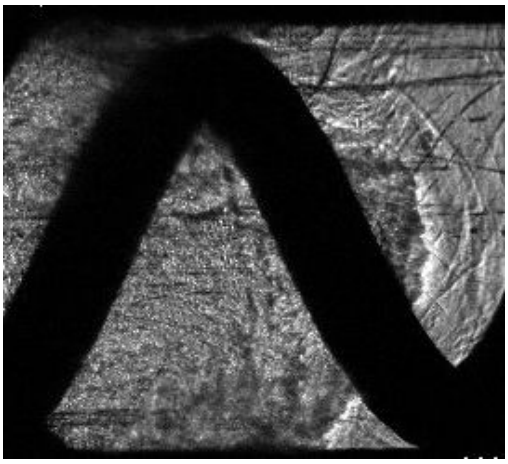
t=4,512 ms dans la 8ème chambre



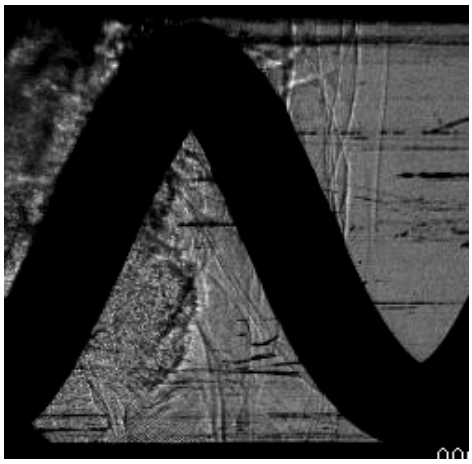
t=4,544 ms dans la 8ème chambre



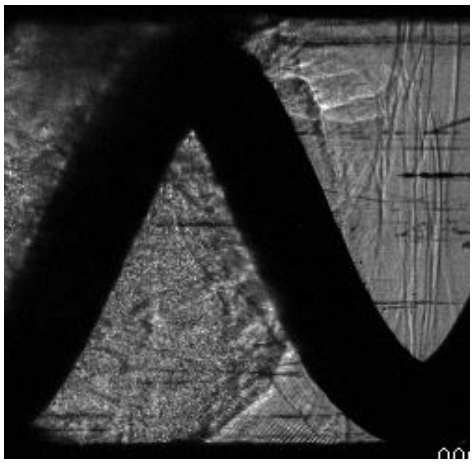
t=4,556 ms dans la 9ème chambre



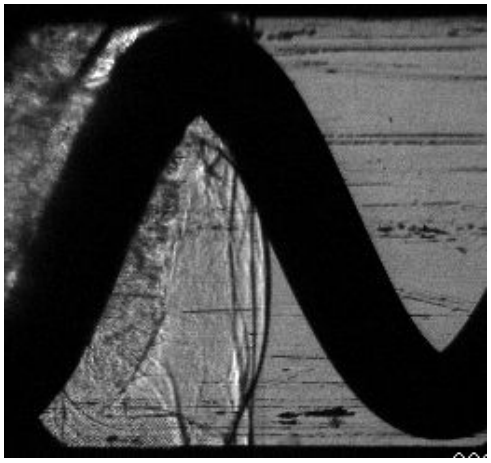
t=4,586 ms dans la 9ème chambre



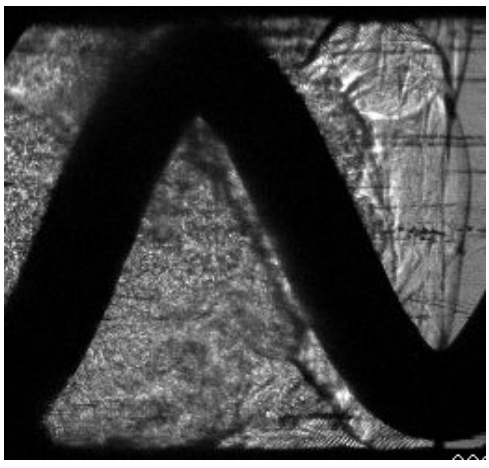
t=4,598 ms dans la 10ème chambre



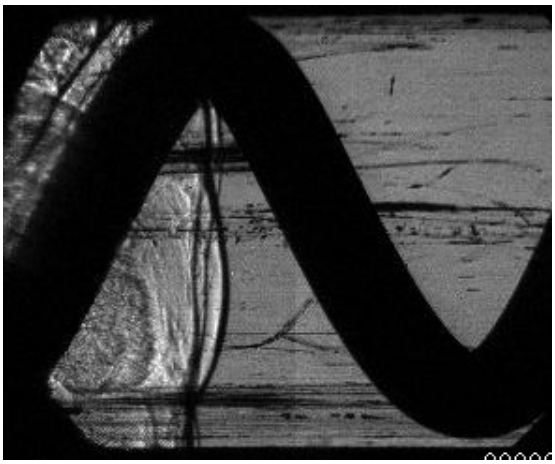
t=4,608 ms dans la 10ème chambre



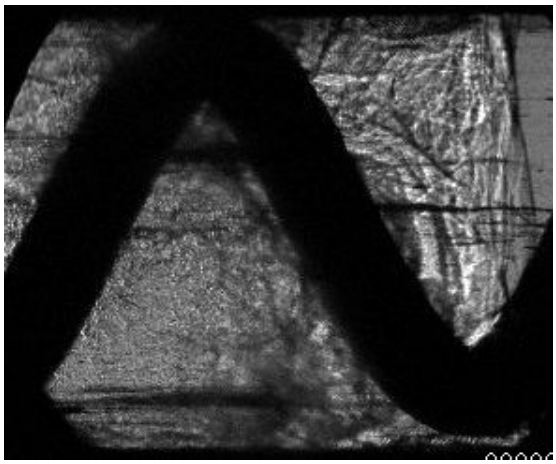
t=4,626 ms dans la 11ème chambre



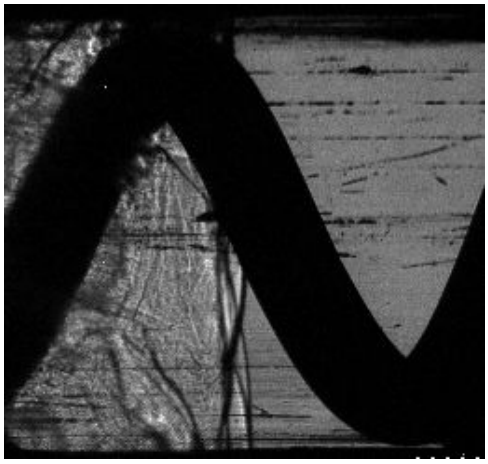
t=4,644 ms dans la 11ème chambre



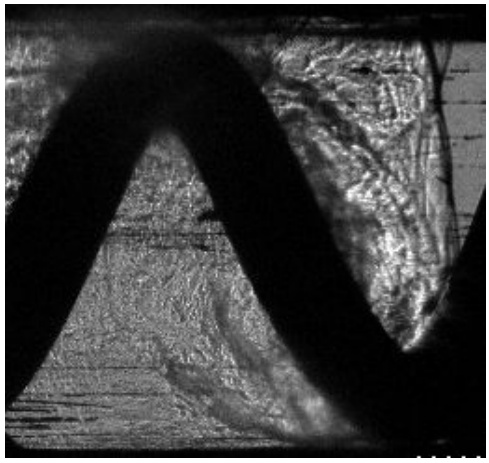
t=4,670 ms dans la 12ème chambre



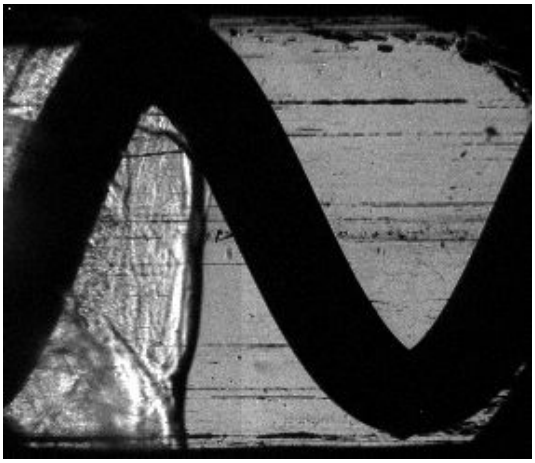
t=4,696 ms dans la 12ème chambre



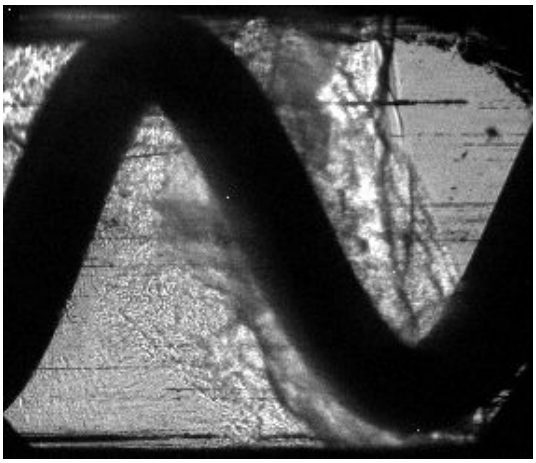
t=4,750 ms dans la 13ème chambre



t=4,768 ms dans la 13ème chambre



t=4,844 ms dans la 14ème chambre



t=4,876 ms dans la 14ème chambre