



HAL
open science

**Etude et optimisation de la Transition Déflagration
Détonation (TDD) en tube des mélanges
stoechiométriques H₂/O₂/N₂ et (CH₄, C₂H₂, C₂H₄ et
C₃H₈)/O₂/N₂ et de sa Transmission à un espace de plus
grande dimension**

Rémy Sorin

► **To cite this version:**

Rémy Sorin. Etude et optimisation de la Transition Déflagration Détonation (TDD) en tube des mélanges stoechiométriques H₂/O₂/N₂ et (CH₄, C₂H₂, C₂H₄ et C₃H₈)/O₂/N₂ et de sa Transmission à un espace de plus grande dimension. Energie électrique. Université de Poitiers, 2005. Français. NNT: . tel-00103120

HAL Id: tel-00103120

<https://theses.hal.science/tel-00103120>

Submitted on 3 Oct 2006

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'Université de POITIERS

(E.N.S.M.A. et FACULTE DES SCIENCES FONDAMENTALES ET APPLIQUEES)

(Diplôme National - Arrêté du 25 Avril 2002)

Ecole Doctorale Sciences pour l'Ingénieur

Secteur de Recherche : Energie, Thermique, Combustion

Présentée par :

Rémy SORIN

**"Etude et optimisation de la Transition Déflagration
Détonation en tube des mélanges stoechiométriques $H_2/O_2/N_2$
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 grande dimension"**

Directeurs de Thèse :
Daniel DESBORDES et Ratiba ZITOUN

Soutenue le 28 Février 2005 devant la Commission d'Examen

– Jury –

M. H.N. PRESLES	Directeur de Recherche au CNRS, LCD, ENSMA	<i>Président</i>
M. C. PAILLARD	Professeur, Université d'Orléans	<i>Rapporteur</i>
M. P. VAN TIGGELEN	Professeur, Université de Louvain La Neuve, Belgique	<i>Rapporteur</i>
Mme I. SOCHET	Professeur ENSIB, Bourges	<i>Examineur</i>
M. D. DESBORDES	Professeur, Université de Poitiers, LCD, ENSMA	<i>Directeur de thèse</i>
Mme R. ZITOUN	Maître de Conférences, Université de Poitiers	<i>Directeur de thèse</i>

Invités :

MM. D. PITON, Responsable Préparation du Futur, ROXEL, Bourges
A. PRIGENT, Ingénieur Développement Bureau d'Etudes, ROXEL, Bourges

Remerciements

Les travaux relatés dans ce manuscrit ont été effectués au Laboratoire de Combustion et de Détonique (LCD CNRS UPR 9028) au sein de l'Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique (ENSMA) et ont été co-financés par le CNRS et ROXEL.

Je remercie M. Michel CHAMPION, Directeur du LCD, pour m'avoir accueilli au sein de son Unité et permis d'effectuer ma thèse dans les meilleures conditions.

Je remercie également M. Daniel DESBORDES, Professeur des Universités, et Mme Ratiba ZITOUN, Maître de Conférence, pour m'avoir encadré pendant ces trois années passionnantes. Je leur suis infiniment reconnaissant pour leur disponibilité, malgré un emploi du temps très chargé, pour leur patience et pour leur expérience qu'ils ont bien voulu me faire partager.

Je remercie Messieurs Claude PAILLARD, Professeur des Universités, et Pierre VAN TIGGELEN, Professeur émérite de l'Université de Louvain-la-Neuve, pour avoir jugé ce travail. Je remercie également M. Henri-Noël PRESLES, Directeur de recherche au CNRS, et Mme Isabelle SOCHET, Professeur à l'ENSIB, pour leur présence dans mon jury de thèse et pour leurs conseils pertinents concernant mon manuscrit.

Je remercie Messieurs PITON, Responsable Préparation du Futur, et PRIGENT, Ingénieur Développement Bureau d'Etudes, de la société ROXEL pour leur présence dans mon jury, et plus particulièrement M. PRIGENT qui m'a suivi avec intérêt tout le long de mon travail de thèse.

Je remercie l'ensemble des personnels techniques ainsi que du bureau d'études et plus particulièrement Messieurs BIGEAU, DESTOR, FOIX, PUCHAUT et SECHERET, sans qui je n'aurai pas pu mener à bien la partie expérimentale de cette Thèse. Je remercie également Messieurs GRELIER, RUTTUN, SARRAZIN et SIMONNET pour leurs aides et assistances lorsque cela était nécessaire. Je

tiens à remercier M. Boris KHASAINOV pour son aide concernant la partie numérique de ma thèse.

Je remercie l'ensemble des personnels et membres du laboratoire pour l'ambiance conviviale et chaleureuse qu'il y existe. Une pensée particulière à Mme Jocelyne BARDEAU pour sa gentillesse et son soutien tout au long de mon séjour au laboratoire, «Jojo, tu es un peu notre maman à tous ».

Je remercie l'ensemble des thésards et stagiaires que j'ai pu côtoyer pendant ces trois ans et qui ont partagé les moments de doute et de joie avec moi, sans oublier de souligner tout particulièrement l'amitié et le soutien que m'ont prodigué Messieurs Olivier BOZIER (et sa femme), Nicolas DOLLINGER et Matthieu FENOT.

Je remercie mes parents pour leur soutien et leur amour sans lesquels rien de tout ceci n'aurait été possible. Je tiens à dire que je les aime et leur suis énormément reconnaissant de tout ce qu'ils ont fait pour moi. Une très forte pensée pour mon amour Lucile qui m'a supporté pendant la longue et stressante rédaction de ce manuscrit et pour son indefectible soutien.

Pour conclure je remercie les oubliés, qu'ils ne s'offusquent pas de leur situation, je pense aussi à eux ...

Rémy

TABLE DES MATIERES

I	CADRE DE L'ETUDE	I.1
II	PHENOMENOLOGIE DE LA DETONATION.....	II.7
II.A	THÉORIE DE LA DÉTONATION	II.7
II.A.1	Structure CJ et ZND.....	II.7
II.A.2	Structure réelle de l'onde de détonation.....	II.8
II.A.3	Notion de détonabilité.....	II.10
II.A.4	Initiation de la détonation dans les tubes.....	II.11
II.A.5	Condition d'existence de la détonation dans les tubes en présence d'obstacles.....	II.11
II.B	RAPPEL SUR LA TRANSITION DÉFLAGRATION DÉTONATION	II.12
II.B.1	Phénoménologie de la Transition Déflagration – Détonation.....	II.12
II.B.1.a	Mécanismes de perturbation de la flamme laminaire.....	II.13
II.B.1.b	Effet de la turbulence sur le front de flamme.....	II.14
II.B.1.c	Effet de la compression sur l'accélération de flamme.....	II.15
II.B.2	Rôle des obstacles dans la TDD.....	II.16
II.B.3	Résultat de la littérature sur la L_{TDD} et t_{TDD}	II.20
II.C	RAPPEL SUR LA TRANSMISSION DE LA DÉTONATION	II.23
II.C.1	Diffraction à un demi espace	II.23
II.C.1.a	Phénoménologie.....	II.23
II.C.1.b	Condition critique de transmission.....	II.25
II.C.2	Effet de l'introduction d'obstacle sur la transmission	II.27
II.C.3	Transmission de la détonation dans un cône	II.29
II.C.4	Transmission de la détonation au travers d'un saut de section	II.30
II.C.4.a	Etudes expérimentales.....	II.30
II.C.4.b	Simulations numériques.....	II.32
II.C.5	Transmission de la détonation à un espace cylindrique.....	II.33
III	DISPOSITIF EXPERIMENTAL.....	III.35
III.A	DISPOSITIF POUR L'ÉTUDE DE LA TDD.....	III.35
III.A.1	Initiation du mélange réactif.....	III.36
III.A.2	Préchambres.....	III.36
III.A.3	Section de mesure.....	III.37
III.A.3.a	Section (1).....	III.37
III.A.3.b	Section (2).....	III.38
III.A.4	Le fond fermé.....	III.39
III.A.5	Obstacles utilisés dans le tube.....	III.39
III.B	DISPOSITIF DE L'ÉTUDE DE LA TRANSMISSION DE LA DÉTONATION	III.40
III.B.1	Etablissement de la détonation.....	III.40
III.B.2	Géométrie de diffraction.....	III.41
III.B.2.a	Diffraction dans les cônes avec obstacle.....	III.41
III.B.2.b	Diffraction de la détonation par un saut de section.....	III.42
III.B.2.c	Diffraction par réflexions successives.....	III.43
III.C	MÉTROLOGIE.....	III.44
III.C.1	Méthode des traces sur suie.....	III.44
III.C.2	Mesure de pression des chocs et des détonations.....	III.45
III.C.3	Chronographie par fibre optique	III.46
III.D	MÉLANGES RÉACTIFS UTILISÉS	III.47
III.D.1	Caractéristiques des mélanges.....	III.48
III.D.2	Mélanges utilisés pour l'étude de la TDD.....	III.50
III.D.3	Mélanges utilisés pour l'étude de la transmission.....	III.51

IV TRANSITION DÉFLAGRATION DÉTONATIONIV.53

IV.A	RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX	IV.53
IV.A.1	Optimisation du système de préchambre.....	IV.53
IV.A.1.a	Etude à 1 préchambre	IV.53
IV.A.1.b	Etude à 2 préchambres	IV.55
IV.A.2	Accélération de flamme dans le tube.....	IV.57
IV.A.2.a	Enregistrements de pression et d'intensité lumineuse	IV.57
IV.A.2.b	Diagrammes de Marche.....	IV.58
IV.A.3	Diagramme de célérité locale en fonction de l'abscisse	IV.62
IV.A.4	Effet de la spire sur la TDD	IV.64
IV.A.5	L_{TDD} et t_{TDD}	IV.66
IV.B	EXPLOITATION DES RÉSULTATS	IV.67
IV.B.1	Evolution de la flamme dans les préchambres	IV.67
IV.B.1.a	Evolution de la flamme dans la 1 ^{ère} préchambre.....	IV.68
IV.B.1.b	Evolution de la flamme dans la 2 ^{ème} préchambre.....	IV.71
IV.B.2	Accélération de la flamme dans le tube.....	IV.72
IV.C	FACTEURS INFLUANT SUR LA TRANSITION EN DÉTONATION	IV.76
IV.C.1	Evolution de L_{TDD} avec la dilution β	IV.77
IV.C.2	Dépendance de L_{TDD}/λ à d/λ	IV.81
IV.C.3	Dépendance de L_{TDD}/λ à l'énergie d'activation réduite E_a/RT_c	IV.82
IV.C.4	Dépendance de L_{TDD}/λ à l'enthalpie de réaction adimensionnée Q/a_0^2	IV.84
IV.C.5	Dépendance de E_a/RT_c à Q/a_0^2	IV.85
IV.D	CONCLUSION PARTIELLE.....	IV.87

V TRANSMISSION DE LA DÉTONATION V.89

V.A	TRANSMISSION DANS LES CÔNES AVEC OBSTACLE	V.89
V.A.1	Description des mécanismes de transmission	V.89
V.A.2	Pression initiale et d/λ limite de transmission.....	V.91
V.B	TRANSMISSION AU TRAVERS D'UN SAUT DE SECTION SANS OBSTACLE CENTRAL... V.94	
V.B.1	Caractérisation de la détonation diffractante.....	V.94
V.B.2	Description des résultats pour les changement de section sans obstacle.....	V.95
V.B.2.a	Condition de transmission pour $D/d = 2,0$	V.95
V.B.2.b	Condition de transmission pour $D/d = 1,5$	V.99
V.B.3	Analyse des résultats expérimentaux.....	V.100
V.B.3.a	Résultat en d/λ	V.100
V.B.3.b	Variation en $(d/\lambda)/k_c$ pour les mélanges C_nH_m	V.101
V.B.3.c	Phénoménologie de l'écoulement pour $k_{lim}/k_c < (d/\lambda)/k_c < 1$	V.103
V.B.3.c.1	Réflexion de Mach.....	V.103
V.B.3.c.2	Estimation du Mach à la paroi en fonction de l'abscisse.....	V.105
V.B.3.d	Phénoménologie de l'écoulement pour $k_{TDD}/k_c < (d/\lambda)/k_c < k_{lim}/k_c$	V.107
V.B.3.e	Phénoménologie de l'écoulement pour $(d/\lambda)/k_c < k_{TDD}/k_c$	V.109
V.B.3.f	Comparaison de nos résultats avec ceux de la littérature.....	V.109
V.B.3.g	Cas du mélange $H_2 + 0,5 O_2$	V.111
V.C	DIFFRACTION DE LA DÉTONATION AU TRAVERS DES SAUTS DE SECTION AVEC OBSTACLE CENTRAL	V.113
V.C.1	Description des résultats pour les transmissions au travers d'un saut de section avec obstacle V.113	
V.C.1.a	Condition de transmission pour $D/d = 2,0$	V.113
V.C.1.b	Condition de transmission pour $D/d=1,5$	V.115
V.C.2	Analyse des résultats expérimentaux.....	V.115
V.C.2.a	Adimensionnement de la valeur critique de diffraction	V.115
V.C.2.b	Caractéristiques de la trajectoire de la super-détonation transversale.....	V.117
V.C.2.c	Comparaison saut de section – cône.....	V.118

V.D	RÉSULTATS NUMÉRIQUES	V.120
V.D.1	Présentation du code de calcul EFAE.....	V.120
V.D.2	Résultats des simulations numériques.....	V.121
V.D.2.a	Diffraction au travers de $D/d = 2$	V.122
V.D.2.b	Diffraction au travers de $D/d = 2$ avec un obstacle central.....	V.123
V.D.2.c	Diffraction au travers de $D/d = 1,5$	V.124
V.E	DIFFRACTION AU TRAVERS DE RÉFLEXIONS.....	V.125
V.E.1	Définition des zones de réflexion.....	V.125
V.E.2	Transmission dans la zone 1	V.126
V.E.3	Transmission dans la zone 2	V.129
V.E.4	Analyse de la limite de ré-initiation par collision frontale pour la première réflexion.....	V.132
V.E.5	Effet du confinement latéral sur la transmission de la détonation dans la zone 1	V.135
V.E.6	Influence de la seconde réflexion sur la transmission de la détonation.....	V.136
V.F	CONCLUSION PARTIELLE.....	V.138

VI CONCLUSION.....VI.141

VI.A	TRANSITION DÉFLAGRATION DÉTONATION.....	VI.141
VI.B	DIFFRACTION DE LA DÉTONATION	VI.142
VI.C	APPLICATION AU PDE.....	VI.144

BIBLIOGRAPHIE

ANNEXE 1 : RAPPELS THEORIQUES

ANNEXE 2 : RESULTAT DE LA LITTERATURE SUR LA TDD

ANNEXE 3 : CALCUL DE LA DISTANCE D'APPARITION DE LA ZONE DE MACH A LA PAROI DANS LE CAS D'UN SAUT DE DIAMETRE

ANNEXE 4 : TRANSMISSION DE LA DETONATION : TRACES SUR SUIES POUR LA CONFIGURATION DE LA DOUBLE REFLEXION

LISTE DES FIGURES

Figure II.1 : Structure ZND de la détonation	II.7
Figure II.2 : Structure réelle de l'onde de détonation	II.8
Figure II.3 : Evolution de la structure de l'onde le long de la cellule.....	II.9
Figure II.4 : Exemple de cellules de détonation, mélange $H_2+0,5O_2$ à $P_0 = 476$ mbar, $T_0 = 293K$	II.10
Figure II.5 : Schéma d'un tube rempli d'obstacle périodique	II.11
Figure II.6 : Processus de Transition Déflagration Détonation dans un tube lisse	II.16
Figure II.7 : Schématisation du comportement du front de flamme et des chocs interagissant avec un obstacle dans un tube	II.17
Figure II.8 : Exemple de propagation de flamme au travers d'une succession d'obstacle de $RB=0,6$ le temps et la distance au point d'allumage sont indiqués au-dessus de chaque image (Kuznetkov al. 1999)	II.18
Figure II.9 : Limite de transition en quasi détonation en fonction de P_0 et de l'espacement entre les obstacles ($S/D = 1 - 1/2$ et $1/4$) pour $C_2H_2+2,5O_2$	II.20
Figure II.10 : Evolution de la longueur de transition (L_{TDD}) avec la pression initiale (P_0) dans un tube de diamètre $D = 26$ mm, pour les mélanges $H_2+0,5O_2$ et $C_2H_2+2,5O_2+9,4N_2$ (Ouarti 2001)	II.22
Figure II.11 : Distance nécessaire à la TDD (X_{TDD}) en fonction de la dilution β pour le mélange $C_3H_8 + 5(O_2 + \beta N_2)$, Pinard et al. (2004)	II.23
Figure II.12 : Schéma de la transmission de la détonation en espace libre (a) Ré initiation à partir du cône, (b) Découplage lors de la diffraction	II.25
Figure II.13 : Evolution de $k_c (W_c/\lambda)$ en fonction du rapport d'aspect (L/W), Liu et al. (1984)	II.26
Figure II.14 : Trace sur suie de la transmission critique en demi-espace libre avec un obstacle central (Priault 2003).....	II.28
Figure II.15 : Evolution du rapport adimensionné $(d/\lambda)/k_c$ en fonction de la forme de l'obstacle pour 3 mélanges réactifs $C_2H_2+2,5(O_2+\beta Ar)$ (Priault 2003).....	II.29
Figure II.16 : Evolution du rapport d/λ minimum pour transmettre la détonation dans un canal divergent, pour une géométrie cylindrique, obtenue avec $C_2H_2+2,5O_2$ (Khasainov et al. 2003).....	II.30
Figure II.17 : Traces sur suie dans le cas de transmission de la détonation à travers d'un saut de section : (a) transmission directe, (b) ré-initiation à la paroi, et (c) extinction (Ohyagi et al. 2002).....	II.31
Figure II.18 : Diffraction de la détonation au travers d'un saut de section rectangulaire : (a) Schéma du dispositif expérimental (Pantow et al. 1996), (b) Evolution de $k_c/(d/\lambda)$ en fonction du rapport d'expansion (W_2/W_1)	II.32
Figure II.19 : Diffraction de la détonation vers un espace cylindrique : (a) Schéma du dispositif expérimental (Murray et al. 1983), (b) Evolution de la limite $(d/\lambda)/k_c$ de ré-initiation en fonction de l'espacement h/d	II.34
Figure III.1 : Schématisation du montage expérimental	III.36
Figure III.2 : Schéma d'une préchambre.....	III.37
Figure III.3 : Dessins des différentes plaques percées utilisées	III.37
Figure III.4 : Schéma de la section (1) et des coquilles insérées	III.38
Figure III.5 : Photographie d'une coquille.....	III.38
Figure III.6 : Schéma de la section (2)	III.39
Figure III.7 : Schéma et photographie d'une spirale de Schelkin.....	III.40
Figure III.8 : Photos des différents cônes utilisés lors de l'étude	III.42
Figure III.9 : Schéma du montage de la diffraction du cône avec insertion d'obstacle	III.42

Figure III.10 : Schéma de la géométrie de saut de section.....	III.43
Figure III.11 : Schéma de la géométrie du tube intermédiaire retourné	III.43
Figure III.12 : Exemple d'initiation de la détonation par le processus de TDD (à gauche) Exemple de trace pour du $C_2H_2+2,5O_2$ $P_0=43$ mbar (à droite)	III.44
Figure III.13 : Schéma et photographie d'un support de capteur de pression	III.45
Figure III.14 : Exemple de signaux de pression pour $C_2H_4+3O_2+7,5N_2$, flamme au niveau du capteur 1 ($X = 11$ cm) et détonation au niveau du capteur 6 ($X = 360$ mm)	III.46
Figure III.15 : Schéma du positionnement de la fibre dans le tube.....	III.47
Figure III.16 : Signal de la 8eme fibre optique dans le cas d'une détonation pour $CH_4+2O_2+1,5N_2$ avec une spire de 30 cm.....	III.47
Figure III.17 : Evolution de la taille de cellule λ en fonction de la dilution $\beta = N_2/O_2$ pour divers mélanges réactifs aux CNPT	III.49
Figure III.18 : Evolution de la taille de cellule λ en fonction P_0 pour les mélanges utilisés lors de l'étude de la transmission, résultats issus de la littérature (Kaneshige et al. 1997)	III.49
Figure IV.1 : Evolution de la célérité moyenne dans le tube en fonction du rapport de blocage de la préchambre, H_2 -air aux CNPT.....	IV.54
Figure IV.2 : Evolution de L_{TDD} en fonction du rapport de blocage de la seconde préchambre H_2 -air aux CNPT	IV.55
Figure IV.3 : Evolution de t_{TDD} en fonction du rapport de blocage de la seconde préchambre H_2 -air aux CNPT	IV.56
Figure IV.4 : Exemple d'enregistrement pour le mélange $C_3H_8+ 5 O_2+ 8,75 N_2$ de (a) signaux de pression, (b) fibre optique.....	IV.58
Figure IV.5 : Diagramme de marche du choc de tête pour $CH_4+ 2O_2+ 1,5N_2$	IV.59
Figure IV.6 : Diagramme de marche du choc de tête pour $H_2+ 0,5O_2+ 1,881N_2$	IV.59
Figure IV.7 : Diagramme de marche du choc de tête pour $C_3H_8+ 5O_2+ 8,75N_2$	IV.59
Figure IV.8 : diagramme de marche du choc de tête pour $C_2H_4+ 3O_2+ 7,5N_2$	IV.59
Figure IV.9 : Comparaison diagramme de marche moyen pour les fibres optiques et les capteurs de pression pour $H_2+ 0,5 O_2+ 1,881 N_2$	IV.60
Figure IV.10 : Comparaison diagramme de marche moyen pour les fibres optiques et les capteurs de pression pour $CH_4+ 2 O_2+ 1,5 N_2$	IV.60
Figure IV.11 : Comparaison diagramme de marche moyen pour les fibres optiques et les capteurs de pression pour $C_3H_8+ 5O_2+ 8,75N_2$	IV.60
Figure IV.12 : Comparaison diagramme de marche moyen pour les fibres optiques et les capteurs de pression pour $C_2H_4+ 3O_2+ 7,5N_2$	IV.60
Figure IV.13 : Célérité de l'onde de choc de tête le long du tube pour $CH_4+ 2O_2+ 1,5N_2$ avec une spire de 17 cm.....	IV.62
Figure IV.14 : Célérité de l'onde de choc de tête le long du tube pour $C_2H_4+ 3O_2+ 7,5N_2$ avec une spire de 17 cm.....	IV.63
Figure IV.15 : Célérité de l'onde de choc de tête le long du tube pour H_2 -air avec une spire de 30 cm	IV.63
Figure IV.16 : Célérité de l'onde de choc de tête le long du tube pour $C_3H_8+ 5O_2+ 8,75N_2$ avec une spire de 17 cm	IV.64
Figure IV.17 : Evolution de la célérité moyenne de l'onde de choc dans le tube pour différentes longueurs de spire	IV.65
Figure IV.18 : Comparaison de l'accélération de l'onde de choc précurseur dans les systèmes avec et sans préchambres pour H_2 -air aux CNPT	IV.67
Figure IV.19 : t_{TDD} en fonction de $t_{préchambre}$	IV.69
Figure IV.20 : Comparaison de t_{TDD} avec un temps caractéristique relié au diamètre du tube ($D/V_{laminaire}$) pour les systèmes avec 2 préchambres (Présents résultats) et sans préchambre (Ouarti 2001)	IV.69

Figure IV.21: Evolution de t_{TDD} avec la diminution du volume de la préchambre	IV.70
Figure IV.22 : Exemple de signaux de pression dans la seconde préchambre ($t = 0$ ms ne correspond pas au temps d'allumage)	IV.71
Figure IV.23 : Signaux de pression pour l'évolution du système choc – flamme dans le tube pour le mélange H_2 -air avec une spire de 30 cm (diagramme de marche de l'onde de choc en pointillé)	IV.72
Figure IV.24 : diagramme t-x (zoom de la Figure IV.23)	IV.72
Figure IV.25 : Signaux de pression du premier capteur (situé à 11 cm de l'allumage) pour les différents mélanges utilisés ($t = 0$ s ne correspond pas au temps d'allumage)	IV.73
Figure IV.26 : Signaux de pression sur le capteur n°2 (situé à 16 cm de l'allumage) pour les différents mélanges étudiés avec une spire de 30cm de long	IV.74
Figure IV.27 : Exemple de traces de la détonation le long de la spire ($L \sim 18$ cm) obtenues pour le mélange $CH_4+2O_2+1,5N_2$ ($L_{TDD} \sim 26$ cm)	IV.75
Figure IV.28 : Exemple de TDD dans un tube, section juste après la spire (obtenue pour H_2 -air)	IV.75
Figure IV.29 : Schématisation de l'accélération du choc de tête dans notre tube en fonction de la longueur de la spire	IV.76
Figure IV.30 : Evolution de L_{TDD} avec la dilution (β) pour chacun des réactifs étudiés (richesse = 1, $P_0 = 1$ bar et $T_0 = 293$ K)	IV.77
Figure IV.31 : L_{TDD} adimensionné au diamètre (a) ou à la taille de cellule λ détonation (b) en fonction du nombre de λ dans le diamètre libre d	IV.79
Figure IV.32 : Evolution du rapport L_{TDD}/L_{veser} (L_{veser} calculé avec $RB = 0,023$) en fonction de la dilution pour les différents mélanges réactifs	IV.81
Figure IV.33 : Evolution de L_{TDD}/λ avec d/λ	IV.81
Figure IV.34 : Evolution de L_{TDD} en fonction de l'énergie d'activation réduite pour nos trois groupes de mélange	IV.83
Figure IV.35 : Evolution de L_{TDD}/λ en fonction de E_a/RT_c	IV.83
Figure IV.36 : Evolution de L_{TDD}/λ en fonction de Q/a_0^2	IV.84
Figure IV.37 : Proportionnalité entre E_a/RT_c et Q/a_0^2 pour les mélanges de même taille de cellule de détonation λ	IV.85
Figure IV.38 : Proportionnalité entre E_a/RT_{ZND} et Q/a_0^2 pour les mélanges $C_nH_m+(n+m/4).(O_2+\beta N_2)$ possédant une taille de cellule similaire aux CNPT ($P_0 = 1$ bar et $T_0 = 293$ K)	IV.86
Figure V.1 : Exemple de transmission critique de la détonation dans les cônes pour le mélange $C_2H_2+2,5O_2$ pour $\alpha = 35^\circ$ et $P_0 = 40$ mbar (a), et $\alpha = 5^\circ$ et $P_0 = 25$ mbar (b)	V.90
Figure V.2 : Pression initiale limite P_{0c} de transmission de la détonation en fonction de l'angle α du cône (mélange $C_2H_2+2,5O_2$, $T_0 = 293$ K)	V.91
Figure V.3 : Valeur adimensionnée du rapport d/λ limite de transmission de la détonation dans un cône en fonction du demi angle au sommet α , en présence d'obstacle central $BR = 0,5$ et sans obstacle pour le mélange $C_2H_2+2,5O_2$	V.92
Figure V.4 : Evolution du gain à la transmission lors de l'introduction d'obstacle en fonction du demi angle au sommet du cône	V.93
Figure V.5 : Comparaison entre la célérité de la détonation diffractant du tube et la valeur théorique CJ	V.95
Figure V.6 : Exemple typique de trace sur suie pour le mélange $C_2H_4+3O_2$ à $T_0 = 293$ K en fonction de la pression initiale (P_0)	V.96
Figure V.7 : Variation de $L_{ré-initiation}$ en fonction de la pression initiale pour les mélanges utilisés lors de l'étude	V.98
Figure V.8 : Variation de $L_{ré-initiation}$ en fonction de la pression initiale pour les mélanges réactifs étudiés	V.99

Figure V.9 : $L_{\text{ré-initiation}}$ en fonction de d/λ pour les différents mélanges réactifs étudiés pour un saut de section $D/d = 2$	V.100
Figure V.10 : $L_{\text{ré-initiation}}$ en fonction de d/λ pour les différents mélanges réactifs étudiés pour un saut de diamètre $D/d = 1,5$	V.101
Figure V.11 : $L_{\text{ré-initiation}}$ en fonction de $(d/\lambda)/k_c$ pour différents mélanges réactifs (à base d'hydrocarbures) pour le saut de diamètre $D/d = 2$	V.102
Figure V.12 : $L_{\text{ré-initiation}}$ en fonction de $(d/\lambda)/k_c$ pour différents mélanges réactifs (à base d'hydrocarbures) pour le saut de diamètre $D/d = 1,5$	V.102
Figure V.13 : Schéma de l'interaction entre une onde de choc incidente et un coin	V.104
Figure V.14 : Schéma du système de Mach à la paroi	V.105
Figure V.15 : Limite entre la réflexion régulière et celle de Mach en fonction du nombre de Mach et de l'angle d'incidence de l'onde de choc incidente pour différentes valeurs de γ	V.105
Figure V.16 : Nombre de Mach en fonction de l'abscisse du point d'intersection pour $D/d = 1,5 - 2$ et $2,5$	V.106
Figure V.17 : Diffraction de la détonation pour $D/d = 2$ pour le mélange $H_2+0,5O_2$ à $P_0 = 669$ mbar	V.107
Figure V.18 : limite de l'influence du confinement sur la transmission directe de la détonation en fonction de l'énergie d'activation réduite pour le saut de diamètre $D/d = 2$	V.109
Figure V.19 : Comparaison de nos résultats avec ceux de Pantow et al. (1996) des valeurs de transmission limite k_{lim}/k_c pour des sauts de diamètre équivalents	V.111
Figure V.20 : $L_{\text{re-initiation}}$ en fonction de $(d/\lambda)/k_c$ pour le mélange $H_2+0,5O_2$	V.112
Figure V.21 : Exemple typique de ré-initiation de la détonation avec l'introduction d'obstacle pour le mélange $H_2+0,5O_2$, $P_0 = 500$ mbar	V.114
Figure V.22 : Variation de $L_{\text{ré-initiation}}$ en fonction de la pression initiale P_0 pour les mélanges étudiés, $D/d = 2$ avec obstacle central	V.114
Figure V.23 : $L_{\text{ré-initiation}}$ en fonction de $(d/\lambda)/k_c$ pour $D/d = 1,5$ et 2	V.115
Figure V.24 : Comparaison entre les valeurs de transmission limite k_{lim}/k_c en fonction du saut de diamètre D/d pour les cas avec et sans obstacle central	V.116
Figure V.25 : Schéma de la trajectoire de la super détonation transversale	V.117
Figure V.26 : Comparaison des cône et des saut de diamètre en valeurs adimensionnées	V.119
Figure V.27 : Diffraction de la détonation au travers d'un saut de diamètre $D/d = 2$ pour le mélange $C_2H_2+2,5O_2$, (a) Simulation $P_0 = 50$ mbar, (b) Résultat expérimental $P_0 = 62$ mbar $T_0 = 293K$	V.122
Figure V.28 : Diffraction de la détonation au travers d'un saut de diamètre $D/d = 2$ avec un obstacle central de $BR = 0,5$: (a) Simulation numérique $C_2H_2+2,5O_2$ $P_0 = 45$ mbar (b) Résultat expérimental $C_2H_4+3O_2$ $P_0 = 144$ mbar	V.123
Figure V.29 : Diffraction de la détonation au travers d'un saut de diamètre $D/d = 1,5$ (a) simulation numérique pour $C_2H_2+2,5O_2$ à $P_0 = 30$ mbar (b) Résultat expérimental pour $H_2+0,5O_2$ à $P_0 = 450$ mbar	V.124
Figure V.30 : Diffraction de la détonation au travers d'un saut de diamètre $D/d = 1,5$ pour le mélange $C_2H_2+2,5O_2$ (a) $P_0 = 25$ mbar ; (b) $P_0 = 20$ mbar	V.125
Figure V.31 : Schéma du dispositif de transmission et des différentes zones de réflexion.	V.126
Figure V.32 : Diffraction de la détonation dans la zone 1 pour le mélange $C_2H_4+3O_2$ pour $D = 100$ mm, $h = 26$ mm et $P_0 = 175$ mbar	V.127
Figure V.33 : Diffraction de la détonation dans la zone 1 pour le mélange $C_2H_4+3O_2$ pour $D = 100$ mm, $h = 26$ mm et $P_0 = 100$ mbar	V.128
Figure V.34 : Diffraction de la détonation dans la zone 1 pour $C_2H_4+3O_2$ pour $D = 78$ mm, $h = 26$ mm et $P_0 = 55$ mbar	V.128

Figure V.35 : Transmission de la détonation au niveau de la seconde réflexion pour $D = 78$ mm, $h = 13$ mm, $P_0 = 200$ mbar	V.130
Figure V.36 : Transmission de la détonation lors de la seconde réflexion pour $D = 52$ mm, $h = 13$ mm et $P_0 = 100$ mbar	V.131
Figure V.37 : Transmission de la détonation lors de la seconde réflexion pour $D = 78$ mm, $h = 26$ mm et $P_0 = 65$ mbar	V.131
Figure V.38 : Définition du rayon de la structure de "super détonation"	V.133
Figure V.39 : Taille adimensionnée de la structure de "super détonation" en fonction de l'épaisseur adimensionnée h/d	V.134
Figure V.40 : Evolution de la valeur limite de ré-initiation $(d/\lambda)/k_c$ en fonction de la profondeur adimensionnée h/d	V.135
Figure V.41 : Evolution de la valeur limite de transmission dans le tube intermédiaire par réflexion latérale en fonction de D/d pour (a) : $h/d = 1$ (b) : $h/d = 0,5$	V.136
Figure V.42 : Evolution de la valeur limite de transmission au travers de la première et seconde réflexion en fonction du rapport D/d du tube intermédiaire sur le tube initiateur	V.137
Figure V.43 : Ré-initiation derrière le tube intermédiaire ($D = 100$ mm, $h = 26$ mm, $P_0 = 55$ mbar)	V.137

LISTE DES TABLEAUX

Tableau III.1 : Caractéristiques géométriques (dimensions, rapport de blocage RB) des spirales de Schelkin.....	III.39
Tableau III.2 : Formule des régressions issues de la littérature pour déterminer λ en fonction de la dilution $\beta = N_2/O_2$	III.48
Tableau III.3 : Rapport critique de transmission à l'espace libre $k_c=d/\lambda)_c$ et évolution de la taille de cellule λ en fonction de P_0 pour les mélanges réactifs utilisés pour l'étude de la transmission de la détonation.....	III.48
Tableau III.4 : Caractéristiques thermodynamiques des mélanges utilisés lors de l'étude de la TDD.....	III.50
Tableau IV.1 : Caractéristiques géométriques (dimensions, rapport de blocage RB) des spirales de Schelkin et calcul de la valeur du critère d'existence défini par Dorofeev.....	IV.54
Tableau IV.2 : Longueur et temps de transition (L_{TDD} et t_{TDD}), célérité de détonation théorique et mesurée dans la spire (D_{CJ} et D_{spire}) et leur rapport, célérité du son dans le mélange au repos (a_0) et temps nécessaire aux ondes de pré-compression pour atteindre le fond fermé (L_{tot}/a_0).....	IV.66
Tableau IV.3 : Vitesse de flamme laminaire, $t_{préchambre}$ et t_{TDD} pour les mélanges étudiés.....	IV.69
Tableau IV.4 : Evolution de t_{TDD} avec la diminution du volume de la 1 ^{ère} préchambre.....	IV.70
Tableau IV.5 : Comparaison entre la fréquence d'oscillation observée dans la seconde préchambre et la résonance acoustique des gaz brûlés soumis à une onde de choc ...	IV.71
Tableau IV.6: Récapitulatif des données thermodynamiques, thermochimiques et de TDD pour divers mélanges (aux CNTP) : Résultats de cette étude (sans astérisque) * Résultats obtenus par Strozzi (2003) ** Résultats obtenus par Ouarti (2001) *** Résultat obtenu lors de la pré-étude avec les traces sur suie.....	IV.78
Tableau IV.7 : L_{TDD} et Longueurs pour atteindre le régime de blocage estimées à partir de l'équation II.7 pour 2 rapport de blocage L_1 pour $RB = 0,52$ et L_2 pour $RB = 0,023$.	IV.80
Tableau V.1 : Pression limite pour obtenir la transmission dans un cône avec et sans obstacle.....	V.93
Tableau V.2 : Pression et rapport d/λ pour la diffraction critique à l'espace libre (noté c), ainsi que pour un saut de diamètre ($D/d = 2$) cas de ré-initiation à la paroi (noté lim) et d'apparition du régime de TDD (noté TDD) pour les différents mélanges étudiés....	V.98
Tableau V.3 : Résultats de k_{lim} et k_{TDD} pour nos différents mélanges et conditions expérimentales.....	V.103
Tableau V.4 : Energie d'activation, énergie d'activation réduite dans le régime de "choking" et k_{TDD}/k_c pour nos différents mélanges.....	V.108
Tableau V.5 : Comparaison de nos résultats avec ceux de Pantow et al. (1996).....	V.110
Tableau V.6 : Comparaison point d'impacts sur la paroi latérale des structures de super-détonation dans les diffractions dans les cône et dans les sauts de diamètre.....	V.117
Tableau V.7 : Calcul des angles des cônes équivalents au cas avec et sans obstacle des saut de diamètre.....	V.119
Tableau V.8 : Valeur limite des pressions de transmission limite des différents scénarii de ré-initiation au niveau de la zone 1, pour le mélange $C_2H_4+30_2$	V.127
Tableau V.9 : Caractéristiques géométriques, Pressions critiques de transmission en espace libre (P_c) pour le diamètre D considéré et valeurs limite de P_0 pour transmettre la détonation dans la seconde réflexion.....	V.129
Tableau V.10 : Valeurs limites de ré-initiation frontale (P_0 et $(d/\lambda)/k_c$) en fonction de h/d et rayon adimensionné (R_s/R_0) de la " super détonation".....	V.133

NOMENCLATURE

Définitions :

PDE	Pulsed Detonation Engine ou moteur à détonations pulsées
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 ($= 8,314 \text{ J/mol.K}$)	(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
b	gaz brûlés lors d'une combustion isobare
c	condition critique de la transmission de la détonation à l'espace libre
CJ	caractéristique de l'état Chapman-Jouguet de la détonation
lim	condition limite de ré-initiation à la paroi
obst	condition limite par introduction d'obstacle central dans la section de diffraction
spire	relatif aux conditions reconstruites dans la section contenant la spire
TDD	condition limite de ré-initiation par TDD
v	gaz brûlés lors d'une combustion isochore
ZND	caractéristique de l'état Zel'dovich-Von Neuman-Döring de la détonation

Onde de 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)
E_a	Energie d'activation	(J/mol)
E_c	Energie critique d'amorçage d'une détonation sphérique	(J)
k_c	Constante de transmission critique de la détonation $k_c = d_c / \lambda$	
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)
α	Rapport d'expansion ($= \rho_0 / \rho_b$)	
σ	Taux de plissement ($= A_f / (\pi \cdot D^2 / 4)$)	
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)
$V_{\text{lamininaire}}$	Vitesse de flamme laminaire	(m/s)

Nomenclature

Grandeurs relatives à la partie IV sur la TDD :

D	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 _{tot}	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 _{préchambre}	Temps mis par une flamme laminaire pour parcourir une préchambre	(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)	

Grandeurs relatives à la partie V sur la transmission de la détonation :

D	Diamètre du tube après diffraction	(m)
d	Diamètre du tube avant diffraction (=26 mm)	(m)
D _{ch}	Diamètre de la chambre réceptrice (=200 mm)	(m)
d _h	Diamètre hydraulique	(m)
(D/d) _{eq}	Saut de section cylindrique équivalent (= (W ₂ /W ₁) ^{1/2})	
h	Distance entre la section de diffraction et le mur opposé	(m)
k _{lim}	Rapport d/λ aux conditions limites de ré-initiation à la paroi	
k _{TDD}	Rapport d/λ aux conditions limites de ré-initiation par TDD	
L	Profondeur des sections rectangulaires	(m)
L ₀	Distance de ré-initiation à la paroi	(m)
L _{ré-initiation}	Distance entre la section de diffraction et le premier point de ré-initiation de la détonation	(m)
N _c /N _{lim}	Rapport du nombre de cellule dans le cas critique sur le cas limite de ré-initiation à la paroi	
P ₁	Pression limite de ré-initiation par réflexion frontale	(bar)
P ₂	Pression limite de ré-initiation par réflexion latérale	(bar)
W	Hauteur des sections rectangulaires	(m)
W ₂ /W ₁	Saut de section dans le cas rectangulaire	
α	angle du divergent	(°)

I CADRE DE L'ETUDE

Les thématiques abordées dans ce travail se rapportent à l'étude du moteur à détonation pulsée (Pulsed Detonation Engine (PDE)) et plus précisément au système initiateur de la détonation. Le PDE est un moteur alternatif à détonation, se servant de l'éjection répétitive des produits de détonation pour créer une poussée et propulser un engin. Ce système, pouvant fonctionner dans la configuration moteur fusée comme moteur aérobie, est intéressant dans ce dernier cas comparé aux turboréacteurs modernes pour plusieurs raisons :

- La détonation dans la chambre de combustion permet d'obtenir de hauts niveaux de pression (15 à 20 fois la pression initiale pour les mélanges avec l'air) dans la chambre de combustion à partir du mélange frais à pression ambiante.
- Son fonctionnement ne nécessite pas de systèmes de pré compression (compresseur) du mélange réactif, ni de récupération d'énergie (turbine liée) excepté les tuyères, ce qui simplifie la conception de ce type de moteur.
- La détonation du mélange réactif crée des vitesses d'éjection soniques à la sortie de la chambre de combustion, ce qui augmente la poussée générée et permet d'envisager l'utilisation de tuyères pour augmenter cet effet.
- Le PDE permet d'envisager des vitesses de vols avec un nombre de Mach compris entre 0 et 3 ou 4. Cette plage de fonctionnement permet de faire le lien entre les turboréacteurs et les statoréacteurs.
- Le PDE peut être utilisé sur une large gamme de véhicules tels que missiles hypersoniques, avion, lanceur spatial...

Le PDE est classiquement composé d'un tube fermé à une extrémité par le mur de poussée et ouvert de l'autre sur l'extérieur. La détonation est initiée au niveau du fond fermé de manière répétitive par un système annexe qui crée la détonation à partir d'un allumage commandé. Le cycle se divise en trois phases : l'admission, la détonation du mélange réactif et l'éjection des gaz brûlés (phase où l'on récupère la poussée). Ce cycle est répété plusieurs fois par seconde, la poussée totale récupérée est alors proportionnelle à la fréquence d'utilisation si la fréquence est asservie au débit masse.

L'effet de la détonation dans la chambre de combustion ainsi que les capacités propulsives du PDE (poussée, impulsion spécifique...) ont été étudiées et sont connues pour le mono-coup et le fonctionnement pulsé (Zitoun et Desbordes 1999, Daniau 2001...). Néanmoins si l'utilisation de ce type de moteur en mode anaérobie (c'est-à-dire moteur fusée avec des combustibles très détonants avec l'O₂) ne pose aucun problème de la création de la détonation dans la chambre de combustion, l'initiation répétitive de la détonation dans le cas d'une utilisation aérobie reste moins évidente, d'autant plus lorsque les combustibles envisagés sont très peu détonants. L'étude des aspects fondamentaux de la création de la

détonation (par accélération de flamme, ou par transmission de la détonation) est donc un sujet d'importance pour la mise au point du PDE.

L'initiation de la détonation peut être obtenue par divers moyens nécessitant des niveaux de densité de puissance de la source très différents. Les 2 principaux processus sont la Transition Choc Détonation (TCD) et la Transition Déflagration Détonation (TDD). La TCD est obtenue en utilisant un tube à choc (ou un booster contenant un mélange très détonant c'est-à-dire avec l'oxydant O_2) ou en déposant une grande quantité d'énergie dans un petit volume, créant localement un plasma à haute température. La détonation est alors initiée par le choc créé directement par l'expansion des gaz, lorsque les gradients derrière le choc sont tels que le milieu conserve des conditions d'auto-explosion suffisamment longtemps. La TDD procède de la propagation dans un milieu confiné d'une flamme dont la célérité augmente, tout d'abord par les effets de turbulence et de plissements puis par l'augmentation de la température suivant la compression adiabatique derrière le choc créé lors du processus, jusqu'à atteindre un régime de propagation limite appelé régime de blocage thermique (ou régime de « choking » possédant un nombre de Mach de l'ordre de 3). Une fois ce régime atteint, la détonation est initiée derrière le choc de tête, de la même manière que lors de la TCD, c'est-à-dire lorsque les gradients sont compatibles avec l'auto-explosion du mélange.

Notre étude se rapporte donc aux aspects fondamentaux liés à la création de la détonation au niveau du système initiateur de la détonation dans le PDE. Les caractéristiques spécifiées pour le PDE que nous mettons au point, nous imposent certaines conditions sur le système d'initiation :

- PDE aérobie avec un combustible type kérosène
- Pas d'utilisation de booster contenant un mélange C_nH_m/O_2 (système pénalisant par la masse d' O_2 à embarquer avec le moteur)
- Le volume de l'initiateur doit être réduit devant le volume de la chambre de combustion
- La détonation doit être créée dans une chambre de combustion de dimension latérale D_{ch} pour une longueur L avec $L/D_{ch} \sim 2$ à 5.

Le système initiateur doit, à partir d'un allumage basse énergie (le seul viable pour une utilisation multi-cycle), créer la détonation sur une distance réduite, c'est-à-dire compatible avec l'encombrement du moteur, et en un temps court pour ne pas pénaliser la fréquence maximum de fonctionnement. Le mode de création alors choisi est la TDD puisqu'il permet d'obtenir la détonation dans ces conditions (basse énergie et faible volume). De plus le système initiateur doit pouvoir transmettre cette détonation à la chambre de combustion du moteur. Il est donc important d'utiliser des mélanges suffisamment détonants pour pouvoir initier la détonation et la transmettre facilement.

Le mélange kérosène air possédant une taille caractéristique de cellule de détonation λ de l'ordre de 50 mm aux CNPT (comme la plus part des alcanes). Ce mélange ne peut pas détoner dans un tube de diamètre inférieur à sa taille de cellule λ à cause des conditions d'existence de la détonation dans les tubes, il ne peut donc pas servir de combustible initiateur. Comme le dispositif doit simuler les conditions de vol d'un moteur aérobic nous choisissons d'utiliser comme combustible l'hydrogène puisqu'il s'agit du réactif qui possède à la stœchiométrie aux CNPT la taille de cellule λ la plus faible avec l'air ($\lambda \sim 10$ mm), et qu'il respecte les conditions d'existence de la détonation pour les dimensions de tubes utilisés. Des études précédentes montrent que la longueur de transition pour ce mélange est entre 0,5 et 1 m dans des tubes de diamètre 50 ou 100 mm, munis d'obstacles (Lee et al. 1984, Ciccarelli et al. 2002)

Après avoir créé la détonation il faut assurer sa transmission depuis le tube initiateur jusque dans la chambre de combustion. Si dans le cas de mélanges très énergétiques (mélanges stœchiométriques H_2/O_2 ou C_2H_4/O_2) cette transmission est facilement assurée, elle devient problématique dans le cas de mélanges moins énergétiques tels que les mélanges avec l'air. En effet, lorsqu'une détonation subit une expansion brutale (par exemple lorsqu'une détonation se propage depuis un tube jusque dans un espace non confiné) elle s'éteint, et laisse place à un système choc – flamme, « si sa détonabilité n'est pas assez élevée », c'est-à-dire si sa taille de cellule de détonation λ n'est pas suffisamment petite par rapport au diamètre du tube. Il existe alors une condition limite à respecter de manière à assurer la transmission de la détonation depuis un tube de diamètre d vers un espace libre. Cette condition consiste à installer un nombre suffisant de cellules de détonation dans le diamètre du tube. En géométrie cylindrique et pour une large gamme d'hydrocarbures cette condition critique de transmission s'exprime par $d_c \sim 13.\lambda$, sachant que ce rapport peut varier avec la géométrie du tube et le mélange réactif (dilution, combustible...). En particulier, pour le mélange H_2 -air, il a été montré que la condition s'exprimait par $d_c \sim 20.\lambda$ (Ciccarelli et al. 2002).

Le système initiateur considéré pour le PDE possède des caractéristiques qui ne facilitent pas la transmission de la détonation : petite dimension caractéristique ($d \sim 26$ mm) et mélange réactif de taille de cellule assez importante ($\lambda \sim 10$ mm) soit un rapport d/λ de l'ordre de 3 bien inférieur au rapport $d/\lambda \sim 20$ requis pour la transmission directe pour le mélange H_2 -air. Des études concernant la transmission de la détonation depuis un tube dans des géométries particulières (dans un divergent d'angle α variable, dans un espace confiné ou en installant des obstacles centraux à l'extrémité du tube...) ont montré qu'à chaque fois les réflexions d'ondes de choc issues de la diffraction permettaient une ré-initiation de la détonation dans des conditions d/λ plus faibles que la transmission à l'espace libre. Par exemple, la présence d'un obstacle central de rapport de blocage $RB = 0,5$ permet de diminuer

le rapport d/λ d'un facteur 2 et pour les divergents, plus l'angle α est petit, plus la limite en d/λ tend vers 1.

Dans ce travail nous nous sommes intéressés à l'initiation de la détonation par TDD et à sa transmission dans un large volume. Nous avons d'abord étudié les aspects fondamentaux de la TDD dans les conditions proches des conditions critiques d'établissement de la détonation dans un tube (c'est-à-dire $d/\lambda \sim 2,6$ (proche de 1)). Le dispositif se compose de tubes de diamètre d réduit (16, 20 et 26 mm) contenant un obstacle (de type spirale de « Shelkin ») de rapport de blocage 0,5. Nous cherchons à réduire les longueurs et temps de transition (L_{TDD} et t_{TDD}) par l'augmentation rapide de la turbulence sous l'effet d'obstacles. A la suite d'une étude sur la possibilité de TDD pour le mélange H_2 -air dans les tubes $d = 16, 20$ et 26 mm contenant une spire sur toute leur longueur, nous avons décidé d'utiliser un système de préchambres terminées par des obstacles de forts rapports de blocage juste après l'initiation de la flamme. Cette configuration permet de générer des jets de flamme pour augmenter les conditions de turbulence et accélérer ainsi la flamme dès le début de sa propagation. De manière à identifier les paramètres thermodynamiques qui influent sur la TDD, nous avons étudié d'autres réactifs (C_2H_2 , C_2H_4 , C_3H_8 et CH_4) à la stœchiométrie avec l'oxygène et dilués par l'azote de telle sorte que les mélanges possèdent une taille de cellule de détonation λ équivalente à celle du mélange H_2 -air aux CNPT (λ de l'ordre de 10 mm) c'est-à-dire des mélanges de détonabilité équivalente, et remplissant les conditions d'existence de la détonation dans les tubes considérés.

Nous avons ensuite étudié la transmission de la détonation depuis un tube de 26 mm dans l'objectif d'améliorer, pour un mélange de faible détonabilité (c'est à dire possédant une taille de cellule λ élevée et donc un rapport d/λ bien inférieur au 13 nécessaire), la transmission à une chambre de grand volume, c'est-à-dire de diamètre $D_{ch} \gg d$. Nous avons considéré plusieurs géométries différentes de diffraction de la détonation se propageant d'un tube dans :

- un cône de demi angle au sommet α variable avec l'introduction d'un obstacle central de $RB = 0,5$ dans la section de sortie du tube,
- un saut de section de faible rapport de diamètre ($D/d = 1,5$ ou 2) avec et sans obstacle central de $RB = 0,5$ dans la section de sortie du tube,
- deux tubes inversés assurant deux réflexions successives de la détonation : le premier tube de diamètre $D > d$ ($D/d = 2 - 3$ et 3,86) provoquant la réflexion normale de la détonation débouchant du tube de diamètre d sur un fond fermé situé à une distance h de la section de sortie du tube ($h/d = 0,5 - 1 - 1,5$ et 2) et le second tube ayant le diamètre de la chambre D_{ch} ($D_{ch}/D = 2 - 2,56$ et 3,86) provoquant une seconde réflexion normale de la détonation débouchant du tube de diamètre D sur le fond situé à une distance $H = 52$ mm fixe.

De manière à contrôler les conditions initiales de transmission (c'est-à-dire le rapport d/λ), nous avons fait varier la pression initiale des mélanges utilisés (λ étant, en première approximation, proportionnel à P_0^{-1}) en supposant la similitude des effets, c'est-à-dire que le phénomène de transmission ne dépend que du rapport d/λ du mélange diffractant. De manière à vérifier cet effet de similitude, nous avons étudié plusieurs mélanges réactifs stoechiométriques avec l'oxygène avec des combustibles différents (C_2H_2 , C_2H_4 , C_2H_6 et H_2) et des dilutions différentes en argon, dont la caractéristique de transmission critique était différente ($d_c = k \cdot \lambda$ avec k variant de 11 à 26 en fonction du mélange).

Dans le premier chapitre nous présenterons une étude bibliographique sur les théories décrivant la structure de l'onde de détonation ainsi que sur les processus mis en jeu lors de la Transition Déflagration Détonation d'une part et de la Transmission de la détonation d'autre part. Puis, dans le deuxième chapitre, nous décrivons le dispositif expérimental (configurations géométriques, instrumentations et mélanges utilisés). Dans les troisième et quatrième chapitres nous donnerons les résultats expérimentaux et ferons l'analyse des phénomènes physiques observés lors de l'étude de la TDD et de la Transmission de la détonation. Nous conclurons ce manuscrit par l'analyse du phénomène d'initiation de la détonation en mettant l'accent sur l'application industrielle (le PDE) des résultats de cette étude.

II PHENOMENOLOGIE DE LA DETONATION

Dans ce qui suit nous rappelons brièvement les théories sur l'onde de détonation (décrites en détails en Annexe 1), explicitons la structure réelle de la détonation et donnons les conditions d'initiation et d'existence de la détonation. Nous décrivons ensuite le processus d'accélération de la flamme dans les tubes et de Transition Déflagration Détonation. Nous finissons par la description de la diffraction de la détonation depuis un tube de diamètre d vers un espace plus grand au travers diverses géométries.

II.A Théorie de la détonation

II.A.1 Structure CJ et ZND

Dans la théorie Chapman-Jouguet (CJ) (1899-1905), l'onde de détonation est considérée comme une discontinuité mince réactive adiabatique se propageant à une célérité D_{CJ} supersonique par rapport au milieu amont et sonique par rapport à l'aval. Il existe ainsi une barrière sonique qui isole la zone de réaction de toute détente arrière et rend ainsi la propagation de la détonation autonome.

Le modèle Zel'dovich-Neuman-Döring (ZND) (1940-1943) de l'onde de détonation a été suggéré pour la première fois par Paul Vieille en 1900 qui distingue dans la discontinuité réactive 2 zones : une zone de compression adiabatique inerte des gaz frais suivie d'une zone de réaction chimique exothermique retardée. L'énergie libérée sert à entretenir un niveau suffisant de compression pour déclencher les réactions chimiques et pour créer une surface sonique en fin de la zone de réaction.

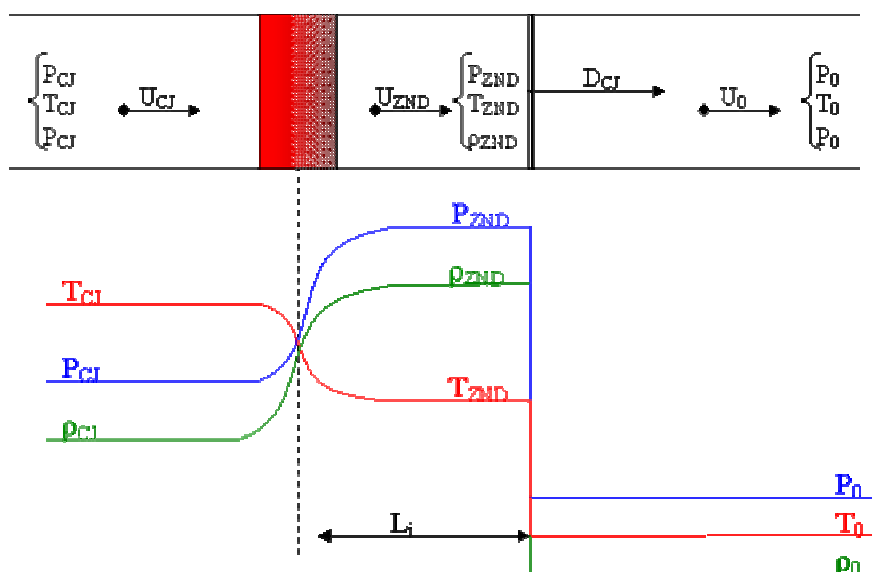


Figure II.1 : Structure ZND de la détonation

Le modèle de l'onde carrée (cf. Figure II.1) consiste en un choc précurseur de célérité D_{CJ} qui met en mouvement brutalement les gaz frais (milieu 0) et qui les comprime (milieu ZND), suivi d'une zone de réaction décalée, par rapport à l'onde de choc, du temps d'induction du mélange considéré dans les conditions de pression et de température créées par le choc. On définit, par exemple, la longueur d'induction (L_i) par la distance entre le choc et la zone réactionnelle au point où le gradient de température est le plus important. Cette longueur est caractéristique de la cinétique chimique dans le phénomène de détonation.

Le couplage entre le choc et la flamme dans la structure ZND est instable. En effet, la longueur d'induction dépend de la température T_{ZND} derrière le choc de célérité D_{CJ} , donc si le choc admet une variation relative de célérité infinitésimale ε alors cette variation sera répercutée sur la température et sur la longueur d'induction. Par exemple, si ε vaut 2%, alors L_i variera de 100% (pour un mélange d'énergie d'activation E_a de l'ordre 50 kcal/mol). Cette instabilité intrinsèque montre que la détonation ne peut pas s'expliquer seulement par une structure 1D.

II.A.2 Structure réelle de l'onde de détonation

L'onde de détonation possède une structure réelle beaucoup plus complexe que celle décrite par la théorie ZND. Les observations expérimentales révèlent une structure réelle du front de détonation tridimensionnelle et instationnaire constituée de motifs périodiques (cf. Figure II.2). Elle se compose d'une onde de choc à propagation longitudinale et d'un nombre fini d'ondes de choc transverses se déplaçant dans le plan perpendiculaire à l'onde principale. Ces ondes sont autant de systèmes de Mach suivis par une zone de combustion.

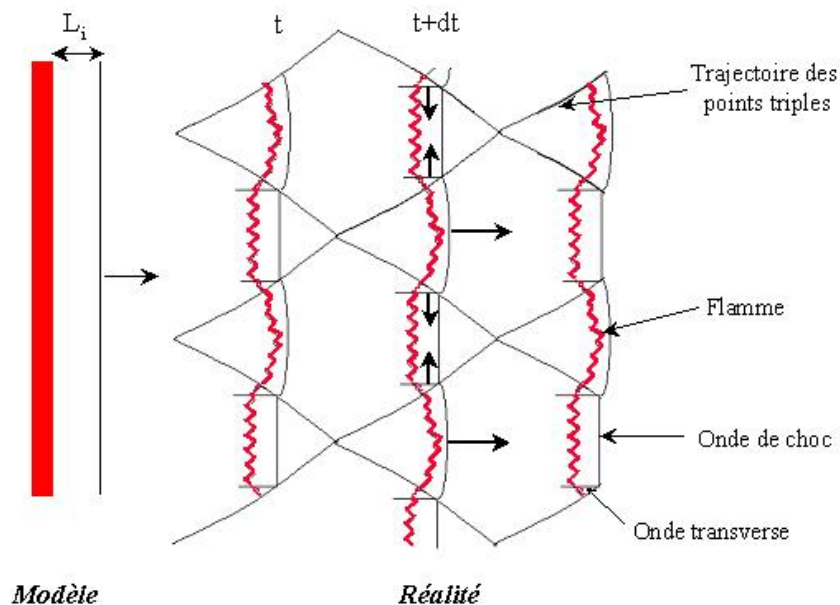


Figure II.2 : Structure réelle de l'onde de détonation

Le déplacement des points triples de Mach peut être observé par l'introduction de plaque recouverte de noir de carbone. Les systèmes de Mach liés aux points triples sont des zones de forte pression et qui génèrent des zones de glissements de vitesse de fort gradients (direction et vitesse), ils arrachent localement une très grosse partie de la couche de carbone et laissent des dessins en forme de diamant sur la plaque (cf. Figure II.2). Ces structures sont appelées cellules de détonation (Denisov et Troshin 1962) et on relève classiquement la taille transverse de ces structures appelée λ (cf. Figure II.3).

L'ensemble des chocs de tête se déplace dans le sens longitudinal avec une célérité moyenne proche de la valeur de D_{CJ} , bien que sur l'axe longitudinal d'une cellule élémentaire, la célérité du choc puisse varier de $1,8 - 1,6 D_{CJ}$ à $0,8 - 0,6 D_{CJ}$ (Takai et al. 1974, Dormal et al. 1983, Fickett et Davis 1979) au milieu de la cellule la célérité est de l'ordre de D_{CJ} (cf. Figure II.3). Ces structures sont caractéristiques de la détonation : elles dépendent des conditions thermodynamiques initiales (P_0 , T_0), du mélange réactif (composition, richesse, dilution avec un inerte...) et du degré de force de la détonation ($f = D/D_{CJ}$).

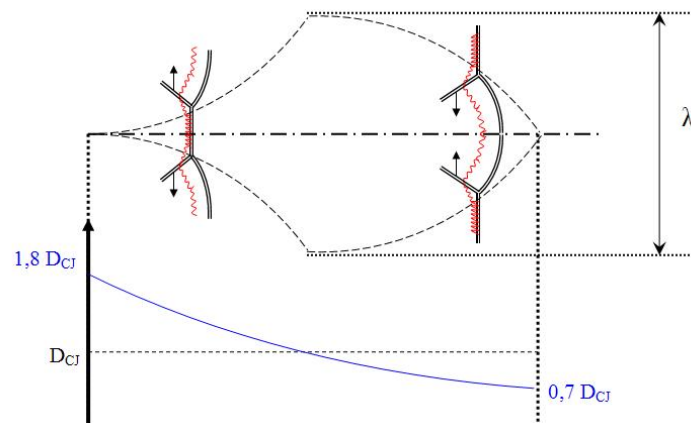


Figure II.3 : Evolution de la structure de l'onde le long de la cellule

Les données expérimentales concernant ces tailles de structures en fonction de la pression, et autre paramètres (température, dilution, richesse...) peuvent être trouvées dans la littérature, notamment dans la base de données sur la détonation de Shepherd accessible sur Internet http://www.galcit.caltech.edu/detn_db/html/. Des figures récapitulatives des évolutions de λ en fonction de la dilution avec N_2 et de la pression initiale pour différents mélanges sont données en section III.3.

Il a été établi depuis Shelkin et Troshin (1963) qu'il existe une proportionnalité entre la taille de cellule de détonation λ et l'épaisseur de la zone de réaction chimique L_i , $\lambda = k \cdot L_i$ avec k compris entre 1 à 2 ordres de grandeur. Le coefficient k dépend de la nature du combustible, du diluant, de la richesse et des conditions initiales (Strehlow et Engel (1969), Libouton et al. (1981), Westbrook et Urtiew (1982), Plaster et al. (1989), Auffret (2001)).



Figure II.4 : Exemple de cellules de détonation, mélange $H_2+0,5O_2$ à $P_0 = 476$ mbar, $T_0 = 293K$

II.A.3 Notion de détonabilité

La sensibilité à la détonation ou détonabilité d'un mélange réactif gazeux peut être jugée sur son aptitude à résister à l'expansion derrière l'onde de tête en l'absence de paroi de confinement. Classiquement les situations représentatives de cette aptitude sont :

1. l'amorçage direct de la détonation sphérique divergente par une source ponctuelle d'énergie. Le critère d'initiation a été pour la première fois proposé par Zel'dovich et al. (1956) par l'expression de l'énergie critique minimale à déposer (E_c) proportionnelle à la pression P_{CJ} de l'onde de détonation et à la longueur d'induction au cube (L_i^3). On peut exprimer ce critère avec la célérité de détonation D_{CJ} et λ par :

$$E_c \cong A \cdot P_{CJ} \cdot L_i^3 \approx B \cdot \rho_0 \cdot D_{CJ}^2 \cdot \lambda^3 \quad (II.1)$$

2. la transmission critique en espace libre d'une détonation autonome et stationnaire débouchant d'un tube rigide de diamètre d . Zel'dovich et al. (1956) a également établi que la transmission de la détonation était assurée si le diamètre du tube était proportionnel à l'épaisseur chimique de la détonation. Ce critère a été exprimé par Mitrofanov et Soloukhin en 1965 par la relation :

$$d_c = 13 \cdot \lambda \quad (II.2)$$

Les corrélations entre ces conditions d'amorçage montrent que λ sert de base à l'établissement de ces critères d'initiation de la détonation sphérique divergente. De plus elle sert de comparaison de la détonabilité de mélange entre eux puisqu'elle quantifie l'énergie critique d'initiation (équation (II.1)) : plus λ est petite plus le mélange est sensible à la détonation, et inversement.

II.A.4 Initiation de la détonation dans les tubes

On peut initier une détonation dans un milieu gazeux via 2 processus : la Transition Choc – Détonation (TCD) qui est une initiation haute énergie et la Transition Déflagration – Détonation (TDD) qui ne nécessite pas de source d'initiation de grande énergie pour avoir lieu.

1. La TCD consiste en la libération rapide d'une forte énergie localement de manière à créer un plasma chaud dans le gaz qui se détend en formant une onde de choc dans le milieu. Si la densité de puissance appliquée est suffisante l'onde de choc pourra :
 - initier la détonation directement derrière le front de compression
 - transmettre la détonation dans tout l'espace.
2. La TDD est un processus issu de l'accélération d'une flamme. Il se produit surtout dans les milieux confinés comme les tubes. La propagation de flamme dans un tube s'accélère via deux mécanismes principaux fondés tout d'abord sur la turbulence puis vient se rajouter l'effet de compression derrière un choc (lorsque celui-ci apparaît). Ces mécanismes tendent donc à la création d'un système choc – flamme qui permettra l'auto explosion du mélange derrière le choc. Ce processus est décrit plus précisément dans la partie B) de ce travail.

II.A.5 Condition d'existence de la détonation dans les tubes en présence d'obstacles

La détonation dans les tubes munis d'obstacles (cf. Figure II.5) ne peut se propager que si une condition d'existence est respectée. Deux configurations de tubes ont été étudiées :

- L'initiation de la détonation (via une forte libération d'énergie) et sa propagation dans un tube lisse avant de parcourir un tube muni d'obstacles répétitifs,
- et l'initiation et la propagation d'une flamme dans un tube muni d'obstacles répétitifs sur toute sa longueur, dans lequel la TDD peut avoir lieu.

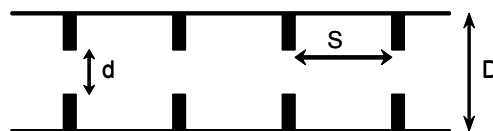


Figure II.5 : Schéma d'un tube rempli d'obstacle périodique

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

Le critère d'existence compare la dimension géométrique restrictive du tube (le diamètre d pour les sections cylindriques ou la plus petite hauteur pour les sections rectangulaires) à la longueur caractéristique et mesurable de la détonation λ . Ce critère a été exprimé de 2 manières différentes :

- 1) $d \geq \lambda$ Peraldi et al. 1986
- 2) $\frac{D+S}{2 \cdot (1-d/D)} \geq 7 \cdot \lambda$ Dorofeev et al. 2000

Pour le cas d'un tube cylindrique lisse, il existe un cas limite de propagation de l'onde de détonation appelé détonation hélicoïdale. Dans ce cas limite, il existe un couplage acoustique entre le tube et la « pulsation » du point triple. Il s'établit alors un point triple unique suivi d'un système à propagation complexe d'onde de choc longitudinale ou transversale (voire de détonation transverse) parcourant la surface du tube en décrivant une hélice. Dans ce cas la condition limite de propagation, dans les tubes de diamètre interne D , devient $\lambda \sim \pi D$. Ce système de propagation est marginal et ne fait pas l'objet de cette étude.

II.B Rappel sur la Transition Déflagration Détonation

Le phénomène de Transition Déflagration – Détonation (TDD) est un processus redouté des milieux industriels car il génère des niveaux de pression très élevés bien supérieurs à la pression CJ de la détonation du milieu initial considéré. Les dommages structurels consécutifs et les destructions sont importants. Dans le cas qui nous intéresse, c'est-à-dire la mise au point d'un système d'allumage pour le PDE, le mécanisme de TDD semble être le mieux adapté pour créer la détonation à partir d'un allumage basse énergie de type étincelle de bougie. La TDD permet alors d'accélérer la flamme en déflagration rapide puis en détonation. De manière à rendre ce système utilisable et efficace dans un PDE, il est important de réduire à la fois sa taille pour réduire l'encombrement du moteur ainsi que la séquence d'allumage pour permettre un fonctionnement à fréquences élevées. Dans cette optique, nous avons étudié la TDD en vue de réduire la longueur et le temps de transition (L_{TDD} et t_{TDD}) d'un système réactif donné dans des conditions géométriques précises.

II.B.1 Phénoménologie de la Transition Déflagration – Détonation

La TDD est un phénomène complexe et non complètement compris dans tous ses mécanismes. Elle dépend très fortement de l'accélération de flamme dans les milieux confinés tels que les tubes longs. La flamme initiée sur un fond fermé se comporte comme un piston poreux qui avance en consommant le milieu frais. 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 mouvement 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 flamme V_F dans le tube tant que l'écoulement reste laminaire ou quasi laminaire. Cette vitesse est proportionnelle à la surface totale de flamme et à la vitesse fondamentale de flamme (S_u) du mélange dans les conditions locales de consommation (richesse, P_f , T_f , ρ_f et énergie d'activation E_a). V_F peut être exprimée en fonction du rapport d'expansion α (le rapport des masses volumiques $\alpha = \rho_0/\rho_b$), du taux de plissement σ (le rapport de la surface réelle de la flamme A_F par la section droite du tube), et de S_u :

$$V_F = \sigma \cdot \alpha \cdot S_u \propto A_F \cdot T_f^\beta \cdot e^{-\frac{E_a}{R \cdot T_f}} \quad (\text{II.3})$$

L'accélération de la flamme dans le début de sa propagation dépend donc des processus d'augmentation de la surface de flamme, 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 consécutive aux ondes de pré compression créées par le piston. Nous allons présenter et discuter ces différents points dans la suite de cette partie.

II.B.1.a Mécanismes de perturbation de la flamme laminaire.

Une flamme laminaire peut accélérer grâce aux instabilités propres du front de flamme dans un écoulement restant laminaire. Il existe 4 types d'instabilités :

- L'instabilité hydrodynamique, dite de Darrieus – Landau. Les perturbations des lignes de courant au travers de parties convexes ou concaves de la flamme mènent à une différence de vitesse locale de consommation. La vitesse locale de consommation va diminuer dans les parties convexes (où les lignes de courant s'écartent, la section locale A_F augmentant) et augmenter dans les parties concaves (où les lignes de courant se rapprochent). Les perturbations s'amplifient dans le temps et mènent à l'augmentation de la déformation du front.
- L'instabilité due à l'effet d'accélération, dite de Rayleigh – Taylor. Ce mécanisme se développe à l'interface de deux gaz, de masses volumiques différentes, soumise à une accélération. L'interface devient instable lorsque l'accélération est dirigée vers le gaz léger ; c'est-à-dire les gaz brûlés dans le cas d'une flamme. On rencontre ce type d'instabilités dans le cas de flamme montante dans un tube (action de la gravité) ou si la flamme est soumise à une onde sonore ou de choc.

- 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. En présence de combustibles légers ou lourds par rapport à l'oxygène (combustible léger instable côté pauvre, combustible lourd instable côté riche), des variations locales de richesse apparaissent ayant pour conséquence des variations de vitesse fondamentale de flamme. Cet effet déstabilisant est contrebalancé par l'effet stabilisant de la diffusion de la chaleur qui agit de façon inverse. On détermine la stabilité de la flamme par le nombre de Lewis (Le) comparant les flux de chaleur et de diffusion des espèces, si $Le > 1$ l'interface est stable dans ce mécanisme de thermo-diffusion, et sinon elle est instable.
- L'instabilité de Kelvin – Helmholtz. Elle traduit l'influence de la viscosité du fluide sur l'interface réactive c'est-à-dire le front de flamme. Ces perturbations peuvent présenter une croissance non linéaire et donner naissance à des tourbillons organisés dans le front de flamme.

On voit donc que naturellement la flamme, bien que se propageant dans un écoulement laminaire, peut voir sa surface et donc sa vitesse augmenter grâce à l'influence de ces mécanismes de perturbations du front de flamme avant l'apparition de toute turbulence dans l'écoulement. La vitesse peut devenir très supérieure à la vitesse laminaire de flamme. L'effet piston sur le milieu amont va donc s'amplifier et conduire à une augmentation de la turbulence.

II.B.1.b Effet de la turbulence sur le front de flamme.

Prenons le cas d'une flamme se propageant dans un tube lisse à partir d'un fond fermé. Cette configuration permet l'apparition de la TDD puisque le confinement des gaz brûlés permet d'atteindre de forte vitesse de flamme. Dans un premier temps la flamme est laminaire. Sur le fond fermé $U_b = 0$, alors l'équation A.10 (cf. annexe 1) donne :

$$V_F = \frac{\rho_f}{\rho_b} \cdot (V_F - U_f) = \alpha \cdot S_u \quad (\text{II.4})$$

$$\text{soit } U_f = (\alpha - 1) \cdot S_u \quad (\text{II.5})$$

La flamme se comporte comme un piston semi-perméable, c'est-à-dire que ses accélérations successives créent des ondes de compression ($M_0 \sim 1$). Pour une flamme de mélange stœchiométrique H_2 -air, aux conditions normales de pression et de température, la vitesse fondamentale est de 2 m/s, et α est de l'ordre de 7. Le calcul des caractéristiques de l'écoulement de chasse dans ce mélange donne $U_f \sim 12$ m/s et comme le nombre de Mach de l'onde de compression est $M_0 \sim 1$, les élévations de pression, de température et de masse

volumique restent négligeables. On peut alors calculer le nombre de Reynolds de l'écoulement derrière cette onde, par exemple dans un tube de diamètre $d = 26\text{mm}$:

$$\text{Re} = \frac{\rho_f \cdot d \cdot U_f}{\eta} = \frac{0,84 \cdot 26 \cdot 10^{-3} \cdot 12}{1,8 \cdot 10^{-5}} = 14560 \quad (\text{II.6})$$

Cette valeur dépasse nettement la valeur critique de la transition entre les régimes laminaire/turbulent dans les tubes ($\text{Re}_c \sim 2300$). Néanmoins, le milieu ne devient pas turbulent instantanément, dans le cas des tubes lisses la turbulence va se développer tout d'abord aux parois par la présence d'une couche limite qui s'élargit vers l'axe du tube au fur et à mesure de la progression des ondes de compression.

L'interaction entre le front de flamme et les structures tourbillonnaires vont 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'agrandissant, la vitesse de consommation s'accroît (eq. (II.3) ce qui accélère la flamme (V_f ainsi que U_f augmentent, eq. (II.4 et (II.5)). 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 retro-action est créée, elle tend à renforcer l'effet de turbulence sur la flamme. Cet effet est prédominant dans l'accélération pour le premier stade d'accélération de flamme, c'est-à-dire jusqu'à ce qu'une onde de choc soit créée dans le milieu amont.

II.B.1.c Effet de la compression sur l'accélération de flamme.

Lors de la propagation dans le tube, la flamme s'accélère. Chaque accélération génère une nouvelle onde de compression, de type onde simple ou de choc. La vitesse d'une onde simple dépend de la température du milieu ($a^2 = \gamma \cdot r \cdot T$) dans lequel elle se propage. Bien que peu notable, les ondes de compression élèvent la température locale. Le train d'onde créé par la flamme va voir son front se raidir puisque les ondes successives se rattrapent et forment une onde de choc dans le milieu. La compression exercée par ce choc n'est plus négligeable et met le milieu frais, initialement au repos, en mouvement et augmente fortement sa température par compression adiabatique.

Par l'équation II.3, on voit que la vitesse de flamme dépend surtout de la température du milieu dans lequel elle se propage. La compression engendrée par le choc va donc accélérer cette flamme. Cette accélération va générer de nouvelles ondes de compression qui vont renforcer le choc et augmenter encore la température... On voit alors une nouvelle boucle de rétroaction apparaître qui renforce l'effet de la compression sur l'accélération de la flamme.

Ce processus va se poursuivre jusqu'à ce que le système choc – flamme ainsi créé atteigne une vitesse limite de l'ordre de la vitesse du son dans les gaz brûlés pour une combustion isobare adiabatique. Ce régime de propagation est appelé « choking regime » que l'on peut qualifier de régime de blocage thermique.

Une fois le blocage thermique atteint, les conditions sont réunies derrière le choc pour que toute perturbation locale (fluctuation locale du choc, interaction entre la flamme et le choc...) conduise à la formation d'une explosion locale qui engendre la détonation dans la section du tube.

Dans les tubes lisses, 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 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, 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 faire en sorte que le tube d'étude soit suffisamment long pour éviter toute interaction entre la flamme et la réflexion des ondes de compression sur le fond opposé du tube.

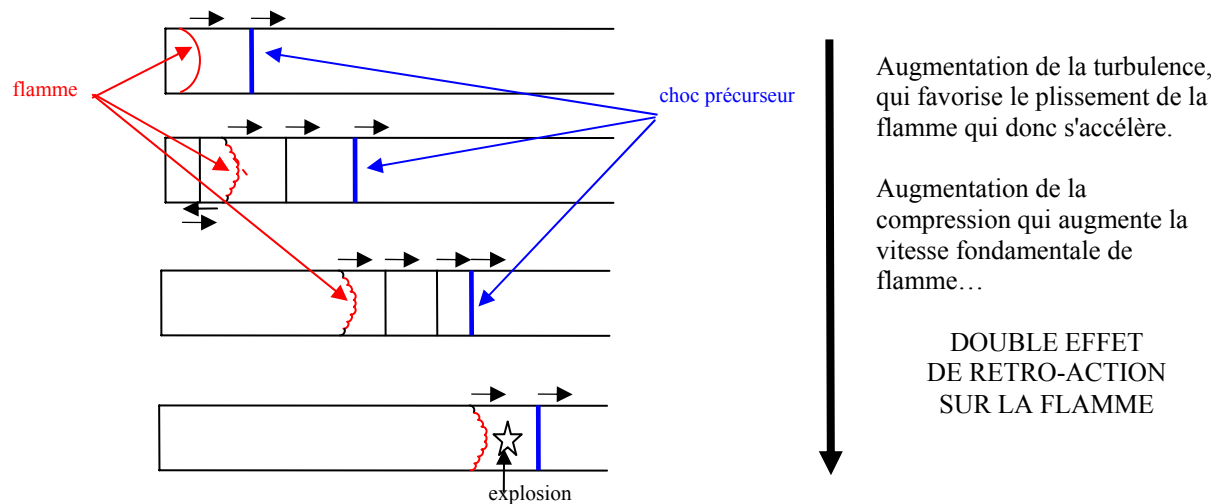


Figure II.6 : Processus de Transition Déflagration Détonation dans un tube lisse

II.B.2 Rôle des obstacles dans la TDD

Shelkin et al. (1949) ont observé en premier que l'introduction d'obstacles répétitifs dans un tube permettait de réduire de façon significative les longueurs de transition pour un

mélange réactif donné. Les obstacles vont jouer sur les deux mécanismes d'accélération de la flamme décrits ci-dessus : la génération et le renforcement de la turbulence et des ondes de chocs (cf. Figure II.7 et Figure II.8).

Tout d'abord, les ondes de compression de faibles amplitudes interagissent avec les obstacles. Se déplaçant à la vitesse du son du milieu ces ondes se réfléchissent sur les obstacles et reviennent perturber la flamme, créant des instabilités de type Rayleigh – Taylor qui plissent sa surface. Ces perturbations apparaissent avant que la flamme n'interagisse directement avec l'obstacle.

De plus, l'obstacle réduit la section locale du tube. Cet effet est quantifié par le rapport de blocage (RB) qui définit le rapport entre la section obstruée et la section totale du tube. Cette réduction de section induit des vitesses locales de chasse de l'écoulement en avant de la flamme plus importantes (par conservation du débit) et crée des zones de re-circulation de large amplitude, de l'ordre du diamètre libre, derrière les obstacles. Ces deux effets permettent d'étirer la flamme et d'augmenter rapidement sa surface (cf. Figure II.8). Une fois l'obstacle passé, la flamme reprend assez vite son aspect régulier. Il est donc nécessaire de placer une succession d'obstacles dans le tube de manière à conserver l'effet d'accélération continu sur la flamme. Cette configuration induit une accélération bien plus efficace et plus rapide que celle obtenue par l'effet de la turbulence développée au niveau de la paroi d'un tube lisse.

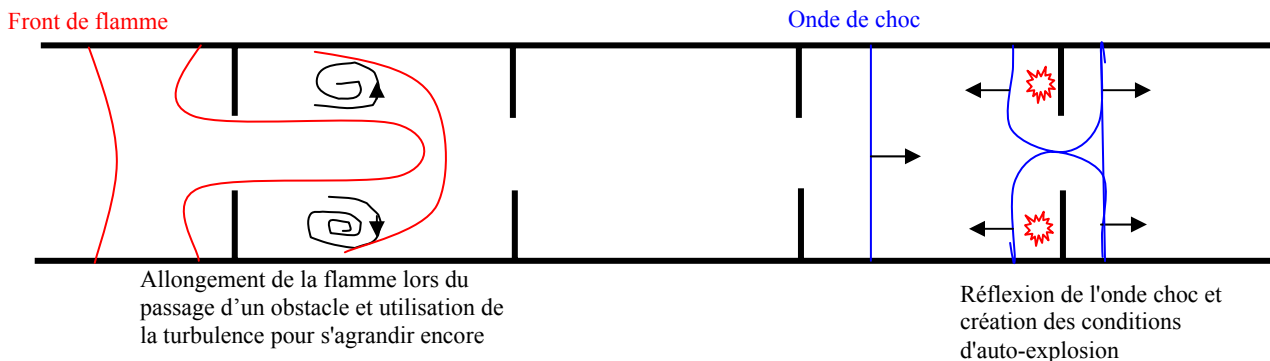


Figure II.7 : Schématisation du comportement du front de flamme et des chocs interagissant avec un obstacle dans un tube

Enfin, lorsque qu'une onde de choc apparaît dans le milieu, son interaction avec un obstacle permet localement la création de zone de forte pression et température. En effet, la réflexion droite d'onde de choc sur une surface permet d'obtenir des pressions réfléchies dans un rapport de 1 à 8 avec la pression derrière le choc incident et de 1 à 10 pour la température (pour un gaz de rapport des capacités calorifiques à pression et à volume constant $C_p/C_v = \gamma \sim 1,4$). L'introduction d'obstacles permet donc d'obtenir localement les conditions d'auto-explosion du mélange réactif et favorise d'autant plus la création de la détonation.

Pour la propagation de la flamme dans les tubes contenant des obstacles répétitifs (plaques percées régulièrement espacées), 4 régimes différents dépendant du rapport de blocage ont été observés (Lee et al. 1984, Teodorcyck et al. 1988 et 1990) :

- Le régime de « Coincement » : pour un rapport de blocage élevé, la flamme tout d'abord se propage au travers de quelques chambres (délimitées par les plaques perforées) avant de s'éteindre, les pertes (thermiques) étant supérieures à la production.
- Le régime de « Choking » : pour un rapport de blocage plus faible, la flamme se maintient et se propage jusqu'à atteindre une vitesse proche de la vitesse du son dans les gaz brûlés. Le RB optimum semble être autour de 0,5 pour obtenir rapidement le régime de blocage thermique. Pour le mélange H_2 – air aux CNTP, le régime de blocage thermique correspond à un nombre de Mach $M_c \sim 2,5$ soit une température de 620K et une pression de 7 bar derrière l'onde de choc.
- Le régime de quasi-détonation : si le contenu énergétique (enthalpie de réaction) du mélange le permet, l'accélération de la flamme peut conduire à l'apparition d'une onde de détonation dans le tube. Mais la présence d'obstacles affaiblit la détonation qui subit une diffraction après chaque obstacle, ce qui entraîne une diminution de la vitesse apparente de la détonation. Dans un tube de section carrée, Le comportement de la quasi-détonation dépend du rapport h/λ , h hauteur libre au dessus d'un obstacle.
 - Pour $h/\lambda \sim 1-2$, la détonation subit une succession d'extinction/ré-initiation lors du passage de l'obstacle.
 - Pour $h/\lambda < 5$ la détonation s'affaiblit au passage de l'obstacle et on observe une vitesse de propagation D pouvant atteindre 50% D_{CJ} .
 - Le régime de détonation est observé pour $h/\lambda > 5$. Dans ce cas la détonation se propage sans influence significative de la divergence induite par l'obstacle.

Si le rapport de blocage de l'obstacle est très important, de l'ordre de 80% ou plus, la combustion lors de son passage crée un jet de flamme. Ce jet peut permettre de créer directement la détonation si les « conditions nécessaires » sont remplies. Carnasciali et al. (1991) trouvent que cette condition doit être $d/\lambda > 11-15$ pour un jet de flamme pénétrant dans un grand réservoir, d étant le diamètre de l'orifice.

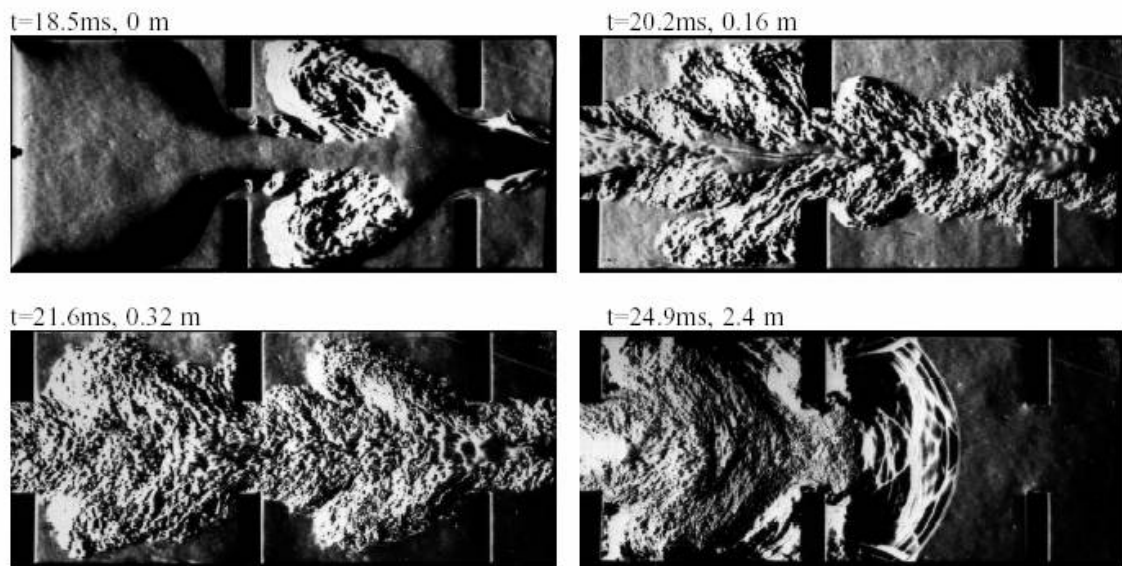


Figure II.8 : Exemple de propagation de flamme au travers d'une succession d'obstacle de $RB=0,6$ le temps et la distance au point d'allumage sont indiqués au-dessus de chaque image (Kuznetkov et al. 1999)

Dans le cas d'un jet de flamme en milieu confiné (tube de 75 mm de diamètre et de 1 m de long) à partir d'un orifice de diamètre d formant un rapport de blocage supérieur à 93%, Lieberman et al. (2002) montrent que la détonation n'est obtenue dans un tube lisse seulement si $d/\lambda > 1-2$. Ce résultat est obtenu pour un mélange $C_3H_8+5O_2$ dilué avec 30% de N_2 et un diamètre de l'orifice $d = 20$ mm. Ils expliquent la différence avec le résultat de Carnasciali par l'influence du confinement sur le phénomène. L'introduction d'obstacles dans le tube, plaques percées de rapport de blocage 0,43 et séparées par un diamètre de tube, permet d'obtenir la détonation jusqu'à une dilution par N_2 de 60%, soit une diminution par 7 environ du rapport limite d/λ . Néanmoins Lieberman et al. (2002) ne précisent pas les longueurs nécessaires pour obtenir la détonation.

L'espacement entre les obstacles joue aussi un rôle sur l'accélération de flamme (Moen et al. 1980, Ciccarelli et al. 2003) et sur la transition en quasi-détonation (Teodorczyk et al. 1988-1990, Gu et al. 1988, Lieberman et al. 2001). Ces études ont été effectuées pour des tubes rectangulaires et cylindriques avec des rapports de blocage RB autour de 0,4 à 0,55 et avec un espacement S entre les obstacles variant de 0,22 à 1,5 D (cf. Figure II.5) calculé pour un tube possédant un axe de symétrie c'est-à-dire des obstacles répartis sur les parois opposées. Il ressort de ces études que la configuration optimale pour l'accélération de flamme, c'est à dire la distance minimale pour obtenir le régime de choking, et pour la transition en quasi-détonation est un espacement constant de l'ordre du diamètre du tube ($S = D$, cf. Figure II.9).

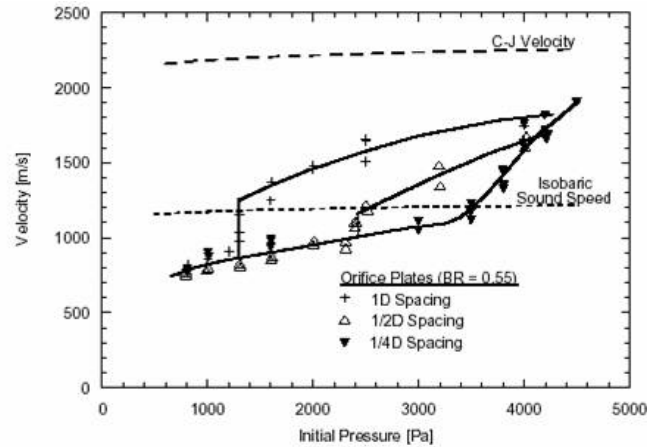


Figure II.9 : Limite de transition en quasi détonation en fonction de P_0 et de l'espacement entre les obstacles ($S/D = 1 - 1/2$ et $1/4$) pour $C_2H_2+2,5O_2$

II.B.3 Résultat de la littérature sur la L_{TDD} et t_{TDD}

On peut trouver dans la littérature des valeurs de temps et de longueurs de transition (par exemple Lindstedt et al. (1988 et 1989)) pour des conditions de tube lisse ou avec obstacles et pour divers mélanges. De par certaines études on peut estimer le résultat de L_{TDD} en mesurant sur les diagrammes donnant la célérité locale en fonction de la distance à l'allumage, ou sur les diagrammes de marche $x - t$ de l'onde de choc, la distance pour laquelle le mélange admet des célérités de l'ordre de la détonation (ou inférieures dans le cas de quasi-détonation dans des obstacles). Ces résultats sont rapportés en Annexe 2.

Bollinger et al. (1961) ont mené l'étude de la TDD en fonction de la pression initiale (de 1 à 25 atm) et de la température initiale ($40^\circ C$ et $200^\circ C$) pour les mélanges H_2-O_2 , CH_4-O_2 , $C_2H_2-O_2-N_2$, $CO-O_2$ dans un tube lisse de diamètre $d = 25$ mm. Ils énoncent 4 paramètres ayant une influence sur la TDD : la chaleur de combustion (représentée par le rapport de la température des gaz brûlés sur celle des gaz frais T_b/T_f), la vitesse fondamentale de flamme (S_u), la célérité du son dans les gaz frais (a_0) et la turbulence du mélange (représentée par le nombre de Reynolds Re_f calculé à partir de S_u et de d). Ils définissent un paramètre empirique K tel que :

$$K = Re_f \cdot \left(\frac{S_u}{a_0} \right) \cdot \frac{T_b}{T_f} \quad (II.7)$$

Les résultats indiquent que plus K est élevé plus la longueur de transition est réduite. Ce paramètre n'indique que les tendances générales, des écarts étant observés pour les mélanges contenant du CH_4 . Ce phénomène est expliqué par le déclenchement en avance des sondes d'ionisation par le passage de l'onde de choc précurseur créant des particules ionisées dans ces mélanges.

Burcat et al. (1982) ont étudié la transition de mélanges éthylène, heptane et oxyde de propylène avec l'oxygène dans un tube lisse de 56 mm de diamètre à différentes conditions de richesse (r), de pression (P_0) et d'énergie d'initiation (E). Ils ont établi une loi de l'évolution de t_{TDD} en fonction de ces paramètres sous la forme :

$$t_{TDD} = A \cdot E^a \cdot e^{(b \cdot r)} \cdot P_0^{(c \cdot r + d)} \quad (\text{II.8})$$

où A , a , b , c et d sont des constantes dépendant du mélange réactif. Ils cherchaient à estimer les risques d'explosion des nuages de gaz et ont établi aussi des lois de variation de t_{TDD} et L_{TDD} en fonction de l'énergie d'initiation et des concentrations des réactifs.

Higgins et al. (2001) rappellent divers moyens d'augmenter la sensibilité à la détonation (au sens de favoriser la TDD) pour les mélanges hydrocarbures air dans les tubes munis d'obstacles répétitifs. Le rôle du système initiateur sur le passage rapide du régime laminaire à turbulent pour la propagation de flamme est étudié. L'introduction d'une petite chambre de précombustion au niveau de la bougie permet de réduire de plus d'un facteur 2 t_{TDD} , sans noter d'influence sur L_{TDD} . Ce système permet la création rapide de la flamme turbulente par un système de jet de flamme en sortie de préchambre, mais la flamme turbulente doit toujours parcourir la même distance pour atteindre des célérités suffisantes pour obtenir l'initiation de la détonation. Ils en déduisent que bien que le temps de transition flamme laminaire/flamme turbulente corresponde à la majorité du temps nécessaire à la TDD, la distance sur laquelle elle se produit est négligeable par rapport à celle de la TDD.

Ouarti (2001) a mené une étude de la transition déflagration détonation en fonction de la pression initiale (P_0) pour les mélanges C_2H_2 -air à des richesses différentes ($r = 1 - 1,5$ et 2) et $H_2+0,5O_2$. Le dispositif expérimental consistait en un tube de 400 mm de long et de diamètre interne D , variable, de 8, 16, 20 et 26 mm dans lequel avait été introduite une spire de Shelkin de rapport de blocage $RB \sim 0,5$ et de pas adapté au tube ($P = D$) sur toute la longueur du tube. Cette étude expérimentale a montré que :

- la transition n'a lieu que si $(D - e)/\lambda > 0,95$ (avec e l'épaisseur de la spirale)
- le temps de transition est fortement influencé par la vitesse de flamme laminaire du mélange considéré,
- L_{TDD} dépend de la pression P_0 comme λ c'est-à-dire que l'évolution se comporte comme une régression en puissance (cf. Figure II.10).

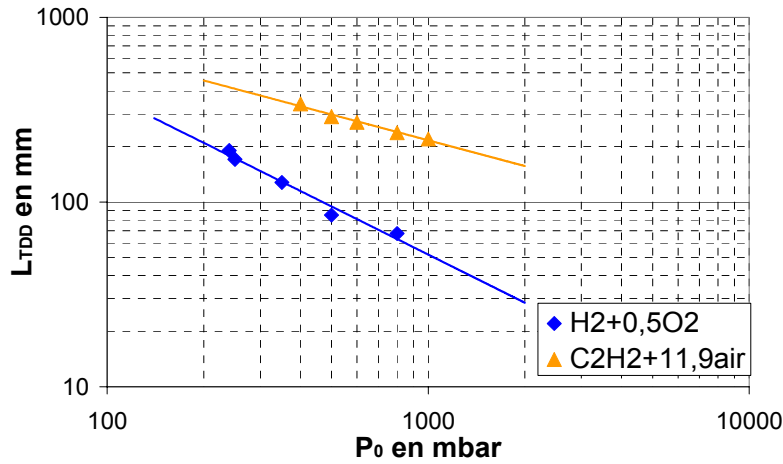


Figure II.10 : Evolution de la longueur de transition (L_{TDD}) avec la pression initiale (P_0) dans un tube de diamètre $D = 26$ mm, pour les mélanges $H_2+0,5O_2$ et $C_2H_2+2,5O_2+9,4N_2$ (Ouarti 2001)

Veser et al. (2002) ont récemment étudié l'accélération de flamme dans des tubes contenant des obstacles répétitifs similaires à des plaques percées. Ils ont déterminé la longueur L nécessaire pour obtenir 95% de la vitesse de blocage thermique. Un modèle analytique simple, qui représente un grand nombre de résultats expérimentaux, corrèle cette longueur au rayon R du tube, à la vitesse de l'écoulement de chasse créé par la propagation d'une flamme laminaire $(\alpha-1) \cdot S_u$, à la vitesse du son isobare a_b et à la configuration géométrique des plaques (RB , pour un espacement égal au diamètre du tube) :

$$\frac{L}{R} \cdot \frac{10 \cdot (\alpha - 1) \cdot S_u}{a_b} \approx a \cdot \frac{1 - RB}{1 + b \cdot RB} \quad (II.9)$$

Cette expression est obtenue en négligeant l'effet de compressibilité sur la flamme, vu que la vitesse de flamme turbulente est fixée à 10 fois la vitesse 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. Comme la formule (II.9) estime la longueur pour obtenir le régime de blocage thermique en prenant en compte l'accélération de flamme due à la turbulence induite par les obstacles et que la phase la plus longue dans le processus de TDD est la production de turbulence, l'expression obtenue est à même de donner des résultats assez proches de la réalité.

Pinard et al. (2004) ont mené une étude sur l'effet de l'addition de NO_2 (jusqu'à 33% en volume) sur la taille de cellule λ et sur la distance de transition déflagration détonation (X_{TDD}) pour le mélange $C_3H_8 + 5(O_2 + \beta N_2)$ avec diverse dilutions β . L'étude a été effectuée dans un tube de diamètre $D = 145$ mm avec des obstacles de type plaques percées de rapport de blocage $RB = 0,43$ placés tous les diamètres. Ils ont montré que l'addition de NO_2 n'avait pas d'influence notable sur l'évolution de λ ou X_{TDD} en fonction de la dilution et ils expliquent ce phénomène par les hautes températures T_{ZND} , pour lesquelles débutent les réactions chimiques, qui sont telles que la sensibilisation n'a plus d'effet sur le temps d'induction. Enfin ils montrent que l'évolution de la longueur de transition (X_{TDD}) en fonction

de la dilution ($\beta = N_2/O_2$) est de forme exponentielle, comme l'indique la Figure II.11. On voit en particulier que, pour une dilution correspondant à un mélange stoechiométrique C_3H_8 -air ($\beta = 3,76$), la longueur de transition atteint 3 m.

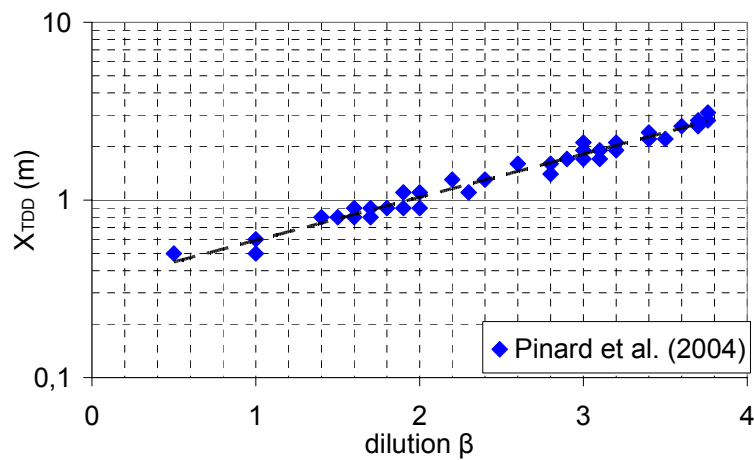


Figure II.11 : Distance nécessaire à la TDD (X_{TDD}) en fonction de la dilution β pour le mélange $C_3H_8 + 5(O_2 + \beta N_2)$, Pinard et al. (2004)

II.C Rappel sur la Transmission de la détonation

La mise au point d'un système initiateur pour le PDE nécessite l'étude de la transmission de la détonation depuis un tube de petite dimension, représentant l'initiateur, vers un large volume, représentant la chambre de combustion. Nous rappellerons la phénoménologie et les conditions critiques de diffraction de la détonation vers un demi espace libre avec et sans obstacle au niveau de la sortie du tube à détonation, puis la transmission au travers de géométries différentes : section conique, saut de diamètre et diffraction dans un espace cylindrique.

II.C.1 Diffraction à un demi espace

La diffraction de la détonation depuis un tube vers l'espace libre a été largement étudiée surtout pour des raisons de risques industriels liés à l'utilisation de mélanges réactifs ou à la formation accidentelle de mélange réactif. De ces études, il a été mis en évidence le comportement de la détonation face à une diffraction et les conditions initiales à respecter pour observer la transmission ou l'extinction de la détonation.

II.C.1.a Phénoménologie

Le moyen usuel le plus simple pour observer expérimentalement la diffraction de la détonation est le procédé des traces sur suies. On introduit une plaque recouverte de noir de carbone dans un plan contenant l'axe du tube d'où la détonation diffracte, et après le passage

de la détonation on peut voir sur la plaque des structures cellulaires là où la détonation existe. Ce moyen de diagnostic est facile à mettre en œuvre et il en découle une description « visuelle » du phénomène de transmission.

Pour un tube de diamètre d , l'onde de détonation d'un mélange réactif se comporte de façon différente devant la diffraction en fonction de ses caractéristiques thermodynamiques initiales. En fonction de la pression initiale (P_0) par exemple, on distingue 3 cas de diffraction de la détonation :

- Les cas sous critiques ($P_0 < P_c$) : quand la détonation débouche du tube dans l'espace libre, la détente latérale que subit l'onde (due à son expansion latérale dans l'espace libre) affaiblit et éteint la détonation par le découplage du choc précurseur et de la zone réactive. On observe alors sur la plaque une disparition des traces de cellules depuis la paroi du tube de la section de sortie suivant un cône appelé cône d'extinction. Dans le cône, la détonation poursuit sa propagation mais s'éteint « brutalement » au fur et à mesure que la tête des ondes de détente latérales se rapproche de l'axe du tube. Lorsque la détonation est complètement éteinte, un système choc – flamme se propage dans l'espace libre sans réapparition de la détonation.

- Le cas critique ($P_0 = P_c$) : on observe comme précédemment l'extinction de la détonation et la formation du cône, mais à une distance d'environ $R_c \sim 1,6 \cdot d_c$ l'explosion du mélange se produit dans l'espace libre sur un nombre indéfini de points d'auto explosion, situés entre le choc et la flamme, proches de l'axe central où la détente est la plus faible. Ces points ré initient la détonation dans la totalité de l'espace.

- Les cas sur critiques ($P_0 > P_c$) : dans ce cas la détonation continue à exister autour de l'axe du tube et permet la ré-initiation dans l'intégralité de l'espace libre. Au fur et à mesure que la pression se rapproche de P_c le point de ré-initiation se rapproche de la pointe du cône d'extinction pour disparaître quand P devient inférieur à P_c (cf. Figure II.12).

La ré-initiation de la détonation depuis le cône d'extinction se fait toujours à partir d'un point d'explosion situé sur le cône dans la zone de mélange frais comprise entre le choc et la flamme découplée (points O et O' sur la Figure II.12). Il en résulte une zone de cellules de petites tailles qui s'étend en arc de cercle vers l'arrière du tube. Ces cellules de détonation sont petites parce que la détonation avance dans un milieu pré comprimé par le choc.

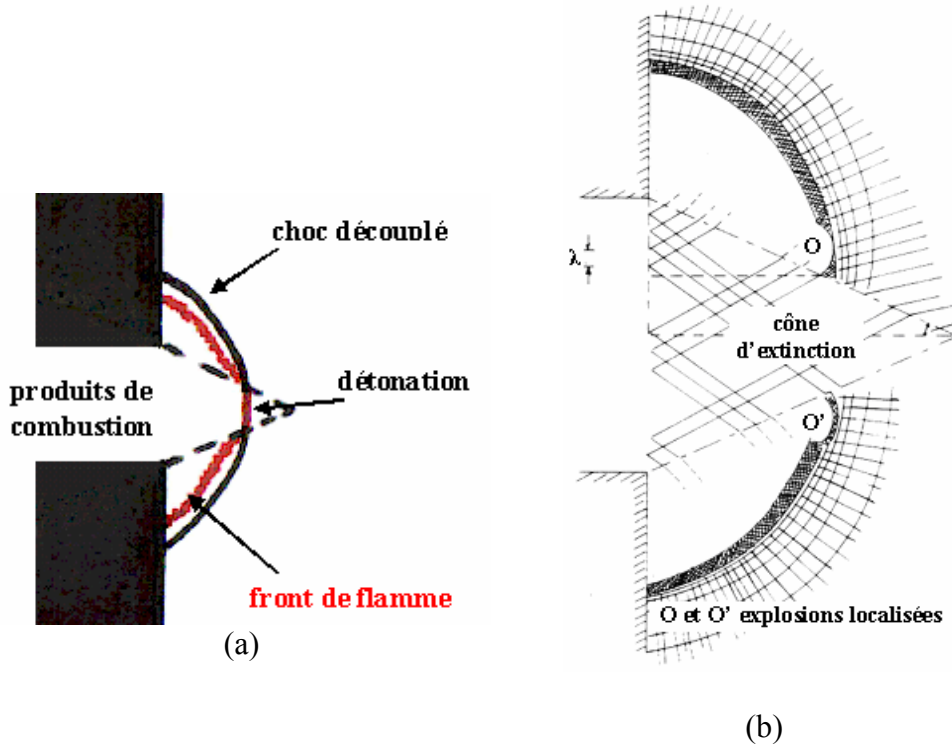


Figure II.12 : Schéma de la transmission de la détonation en espace libre
 (a) Découplage lors de la diffraction,
 (b) Ré initiation à partir du cône

II.C.1.b Condition critique de transmission

L'existence d'une condition critique de transmission de la détonation autonome plane d'un tube à un demi espace ouvert a été mise en évidence pour la première fois par Zel'dovich et al. en 1956. Ils ont exprimé le critère de transmission d'une détonation se propageant dans un tube de diamètre d , en comparant d à l'épaisseur de la zone de transformation chimique de la détonation Δ . Δ est la distance entre l'onde de choc précurseur et la zone de blocage sonique où sont observées les conditions CJ derrière la zone de réaction. Ce critère de transmission critique de la détonation a été exprimé par $d_c = 15 \cdot \Delta$ pour 8 mélanges réactifs différents. Ce critère est le premier à comparer une taille hydrodynamique caractéristique de la géométrie de diffraction avec une longueur chimique caractéristique de la détonation.

Plus tard en 1964, après la découverte de la cellule de détonation par Denisov et Troshin, le critère de transmission a été exprimé par Mitrofanov et Soloukhin avec une relation entre le diamètre critique de transmission d_c et la taille de cellule λ_{CJ} de la détonation autonome stationnaire, soit $d_c = 13 \cdot \lambda$ dans le cas d'un tube circulaire. La valeur de k_c ($= 13$) n'est pas universelle, elle dépend :

- de la géométrie de l'orifice de diffraction
- du mélange réactif

k_c varie peu pour les mélanges C_nH_m/O_2 et H_2/O_2 , de 11 à 15 en fonction de la pression initiale (Moen et al. 1986). Les travaux de Moen et al. (1986) et Desbordes et al. (1993) ont montré qu'une forte dilution par un gaz monoatomique (à partir de 50% en volume) augmente cette valeur jusqu'à la multiplier par un facteur 2. Par exemple un mélange $C_2H_2+2,5O_2$ dilué à 80% par de l'argon, de l'hélium ou du krypton présente un $k_c = d_c/\lambda \sim 26$. Par ailleurs, Ciccarelli et al. (2002) ont montré que le mélange H_2 -air présente un rapport critique de transmission de l'ordre de 20.

La géométrie de diffraction joue un rôle important sur la valeur de ce rapport. Mitrofanov et Soloukhin (1965) ont montré que dans le cas de tube avec un orifice de section carrée ce critère est donné par $W_c = 10 \cdot \lambda$, avec W la hauteur du tube. Liu et al. (1984) ont montré que pour des géométries de diffraction représentées par un polygone régulier de n cotés, le critère de transmission critique peut s'exprimer en fonction du diamètre hydraulique d_h ($d_h = 4 \cdot \text{aire}/\text{périmètre mouillé}$) de la section de diffraction, sous la forme :

$$d_h = \frac{2 \cdot \cos(\pi/n)}{1 + \cos(\pi/n)} \cdot 13 \cdot \lambda \quad (II.10)$$

De la même façon, ils ont modifié le critère pour des ouvertures en forme d'ellipse et établi une relation en fonction du rapport du grand axe sur le petit axe. La relation (II.10) donne une condition pour les sections carrées telle que $W = 10,8 \lambda$ proche de celle trouvée expérimentalement par Soloukhin. Dans le cas de section rectangulaire, il a été montré que le rapport critique de transmission dépendait du rapport d'aspect L/W (W la hauteur du tube et L sa profondeur). Pour $L/W > 7$, le rapport critique de transmission (W_c/λ) est égal à 3. Pour $1 < L/W < 7$, ce critère devient :

$$\frac{W_c}{\lambda} = \frac{2 \times 13}{1 + \sqrt{(L/W)^2 + 1}} \quad (II.11)$$

La courbe représentative de W_c/λ en fonction de L/W , en pointillée sur la Figure II.13, correspond bien aux résultats expérimentaux.

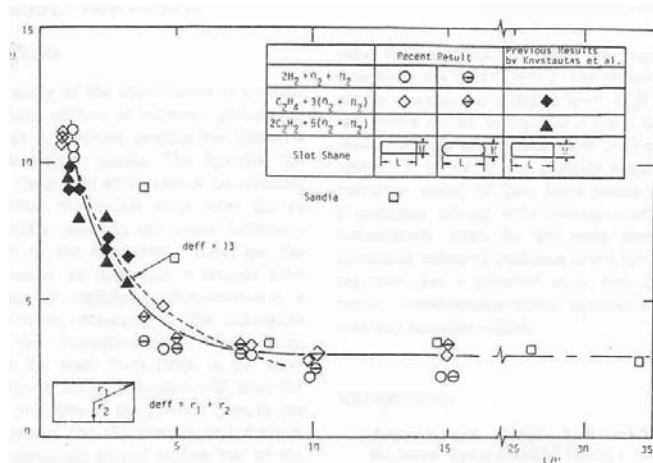


Figure II.13 : Evolution de k_c (W_c/λ) en fonction du rapport d'aspect (L/W), Liu et al. (1984)

L'établissement de ces conditions montre qu'il existe une similitude de comportement dans le phénomène de diffraction. Ceci signifie qu'on observe le même phénomène pour différents mélanges réactifs s'ils présentent le même rapport d/λ dans la configuration étudiée. Aussi, les configurations de diffraction peuvent être étudiées à l'aide de peu de mélanges réactifs puisque si le rapport d/λ est respecté, le comportement sera le même.

II.C.2 Effet de l'introduction d'obstacle sur la transmission

Les études de Moen et al. (1986) et Zari (1989) ont montré que l'introduction d'un obstacle central permet d'améliorer la transmission de la détonation dans le sens où la pression minimale nécessaire pour transmettre la détonation à l'espace libre devient inférieure à P_c pour un diamètre de tube fixé. Ils ont obtenu respectivement pour des sections cylindriques et rectangulaires que le rapport de blocage (défini par le rapport du diamètre de l'obstruction sur le diamètre du tube) optimum pour améliorer la transmission se situe autour de 50%. L'introduction de cet obstacle permet de réduire le rapport critique de transmission $d/\lambda)_c$ d'un facteur 2 et d'obtenir $d/\lambda)_{c,obstacle} \sim 6$.

Priault (2003) a effectué une étude expérimentale et numérique sur l'influence d'un obstacle central sur la transmission d'une détonation stationnaire et autonome débouchant d'un tube de 26 mm de diamètre. Le rapport de blocage de l'obstacle a été fixé à 0,5 et différentes formes ont été utilisées (cône avec un angle au sommet variant de 15 à 90°, pastille et cylindre). Leur efficacité sur la transmission a été étudiée en fonction de la position de l'obstacle par rapport à la section de sortie. Différents mélanges réactifs ont été utilisés $C_2H_2 + 2,5O_2$, $C_2H_2 + 2,5O_2 + 3,5Ar$, $C_2H_2 + 2,5O_2 + 15Ar$, $C_3H_8 + 5O_2$. Il ressort de cette étude la description détaillée de la phénoménologie de la transmission avec un obstacle ainsi que les valeurs de l'amélioration en fonction de l'obstacle utilisé.

L'obstacle central force la diffraction de la détonation au travers d'une section en forme d'anneau si la détonation s'éteint lors de sa diffraction depuis l'espace annulaire. Ceci conduit à la formation d'une onde de choc toroïdale qui s'étend dans l'espace libre. La focalisation de cette onde derrière l'obstacle crée des conditions de pression et de température très importantes qui permettent la ré-initiation de la détonation sur l'axe. Cette détonation se propage aussi dans le milieu réactif comprimé entre l'onde de choc toroïdale et la flamme décollée créant une détonation transversale (appelée super détonation) qui laisse des traces de petites structures cellulaires sous la forme de 2 demi cercles à partir de l'axe du tube (cf. Figure II.14). C'est cette « super détonation » qui permet la ré-initiation de l'intégralité du mélange réactif. Pour une configuration géométrique donnée, ces structures ont un rayon qui varie peu d'un mélange à l'autre ainsi que d'une pression initiale à l'autre. Ceci montre qu'elles sont les conséquences de l'hydrodynamique de la diffraction par l'orifice annulaire.

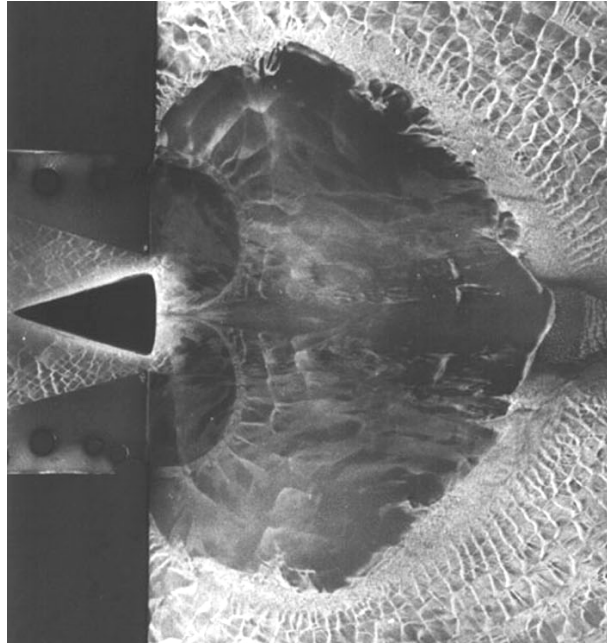


Figure II.14 : Trace sur suie de la transmission critique en demi-espace libre avec un obstacle central (Priault 2003)

Si la détonation s'éteint lors de la diffraction depuis la section annulaire, le réamorçage du mélange réactif va s'effectuer suivant différents mécanismes en fonction de la pression initiale (soit P_{obst} la pression critique de transmission avec un obstacle central) :

- Pour $P_0 \gg P_{\text{obst}}$, une détonation forte est créée sur l'axe et ré-initie l'espace libre
- Pour $P_0 > P_{\text{obst}}$, la super détonation ré-initie le mélange
- Pour $P_0 = P_{\text{obst}}$ c'est la réflexion de la « super détonation » sur le mur qui délimite le plan du demi espace libre qui ré-initie la détonation
- Pour $P_0 < P_{\text{obst}}$, la « super détonation » disparaît avant d'atteindre le mur
- Pour $P_0 \ll P_{\text{obst}}$ la « super détonation » disparaît de plus en plus près du point de focalisation jusqu'à ce que la focalisation de l'onde toroïdale ne crée plus de « super détonation »

L'introduction d'un obstacle induisant l'extinction de la détonation suivi de la focalisation du choc derrière l'obstacle, permet de transmettre la détonation pour des pressions bien inférieures à la pression critique P_c associée à la transmission directe de la détonation. La Figure II.15 montre l'évolution du paramètre adimensionné $(d/\lambda)/k_c$ (d/λ la valeur nécessaire pour transmettre la détonation, adimensionnée à celle de l'espace libre ($d_c/\lambda = k_c$ obtenu pour P_c)), en fonction de la configuration de l'obstacle utilisée (Priault 2003). On remarque que l'introduction d'obstacle permet une amélioration de 45 à 55% de d/λ c'est-à-dire une amélioration d'un facteur 2 par rapport au tube sans obstacle, et que la meilleure configuration est l'obstacle conique avec un angle au sommet de 90° . Pour un obstacle central de type pastille, on obtient $d/\lambda \sim 0,53 k_c$. De plus les résultats de Priault montrent que, dans le cas d'un obstacle central conique d'angle au sommet 30° , on peut encore améliorer la

transmission en sortant l'obstacle de 4 mm vers le demi-espace. Par contre si cet obstacle est rentré à l'intérieur du tube, cela défavorise la transmission de la détonation.

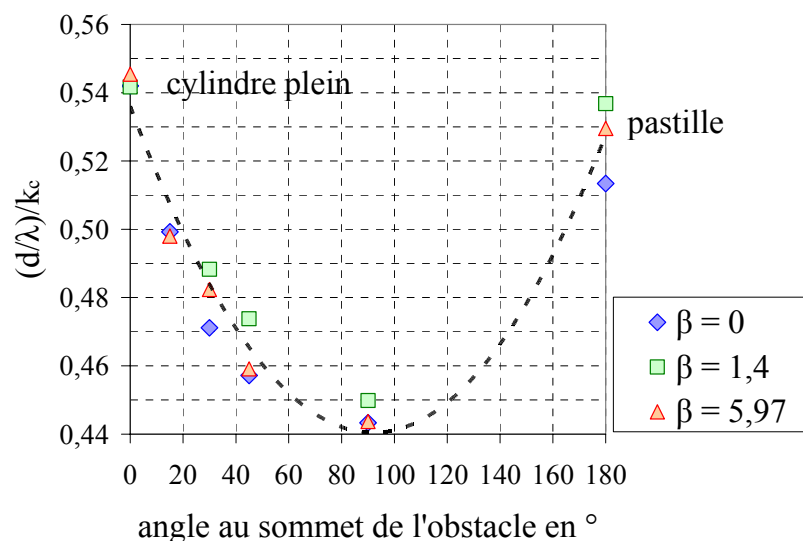


Figure II.15 : Evolution du rapport adimensionné $(d/\lambda)/k_c$ en fonction de la forme de l'obstacle pour 3 mélanges réactifs $C_2H_2+2,5(O_2+\beta Ar)$ (Priault 2003)

II.C.3 Transmission de la détonation dans un cône

L'étude de la diffraction de la détonation au travers d'un canal divergent d'angle constant a déjà été effectuée par divers auteurs, Strehlow et Salm (1976), Thomas et al. (1985), Borisov et al. (1990), Vasil'ev (2001), Khasainov et al. (2003). Ces études en canal de section rectangulaire ou cylindrique montrent le même comportement de la détonation, lors de sa transmission dans le canal divergent en fonction de la pression initiale ou du nombre de cellules de détonation λ dans le diamètre ou dans la hauteur du canal. Trois mécanismes de transmission ont été identifiés en fonction de l'angle de l'ouverture (Thomas et al. 1985, Khasainov et al. 2003) :

- Lorsque l'onde entre dans le canal divergent, elle subit une expansion latérale et on observe l'extinction de la détonation le long de la paroi du canal. Le cône d'extinction est alors présent comme pour une ouverture à 90° et la ré-initiation prend place dans la zone entre l'onde de choc diffractée et la flamme décollée.
- Pour les petits angles ($< 15^\circ$), la ré-initiation prend place à la paroi du cône sous la forme d'une « super détonation » qui se propage vers l'axe du cône dans le milieu réactif comprimé derrière l'onde de choc.
- Pour les angles plus grand ($\sim 25-35^\circ$), la ré-initiation est observée par la création d'une « super détonation » lorsque les ondes transverses réfléchies rentrent en collision sur l'axe du tube. La « super détonation » permet la ré-initiation de la détonation à tout le mélange réactif.

- Pour les grandes divergences ($> 45^\circ$), le mécanisme de ré-initiation devient le même que pour une diffraction à 90° ou 180° . On observe l'explosion du mélange entre l'onde de choc et la flamme décollée à l'extrémité du cône d'extinction sur l'axe.

Si on compare les résultats expérimentaux pour les géométries rectangulaires ou cylindriques, on obtient la même évolution dans les 2 cas. Si on reporte le rapport $(d/\lambda)_{\min}$ (ou W/λ) minimum nécessaire pour transmettre la détonation dans le canal divergent en fonction de l'angle de cette divergence (demi angle du cône dans le cas cylindrique) on obtient la Figure II.16. On observe que pour les grands angles ($> 45^\circ$), la limite est constante et égale au rapport $d/\lambda_c = k_c$ critique du mélange considéré dans le cas d'une diffraction libre dans un demi-espace. Pour des angles plus petits ($< 45^\circ$), on observe une évolution quasi linéaire du rapport $(d/\lambda)_{\min}$ en fonction de l'angle de divergence, plus l'angle est petit, plus le $(d/\lambda)_{\min}$ devient petit. Cette évolution semble tendre vers 1 pour un angle de 0° ce qui est le cas limite d'existence de la détonation autonome plane dans les tubes cylindriques.

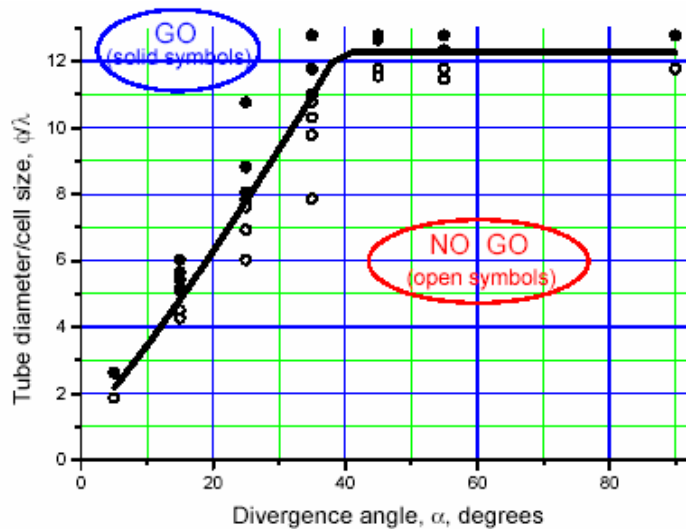


Figure II.16 : Evolution du rapport d/λ minimum pour transmettre la détonation dans un canal divergent, pour une géométrie cylindrique, obtenue avec $C_2H_2+2,5O_2$ (Khasainov et al. 2003)

II.C.4 Transmission de la détonation au travers d'un saut de section

II.C.4.a Études expérimentales

Des études concernant la transmission de la détonation au travers d'un saut de section ont été effectuées en géométrie rectangulaire principalement (Pantow et al. 1996, Ohyagi et al. 2002). Les mécanismes de transmission identifiés dans ce type de configuration dépendent également du rapport d/λ .

- Pour $d/\lambda > k_c$, la détonation ne subit pas complètement l'effet de la détente latérale et persiste sur l'axe, elle est alors transmise directement

- Pour $d/\lambda < k_c$, la détente latérale éteint complètement la détonation sur l'axe et un front découplé composé d'une onde de choc et d'une flamme se propage dans la seconde section. La réflexion de l'onde de choc sur la paroi latérale permet la ré-initiation de la détonation. On observe la ré-initiation jusqu'à une valeur $(d/\lambda)_{lim} = k_{lim}$. Le point de ré-initiation s'éloigne du saut de section quand d/λ diminue (Ohyagi et al. 2002).
- Pour $d/\lambda < k_{lim}$, la ré-initiation n'a plus lieu au niveau de la paroi et la transmission ne s'effectue pas.

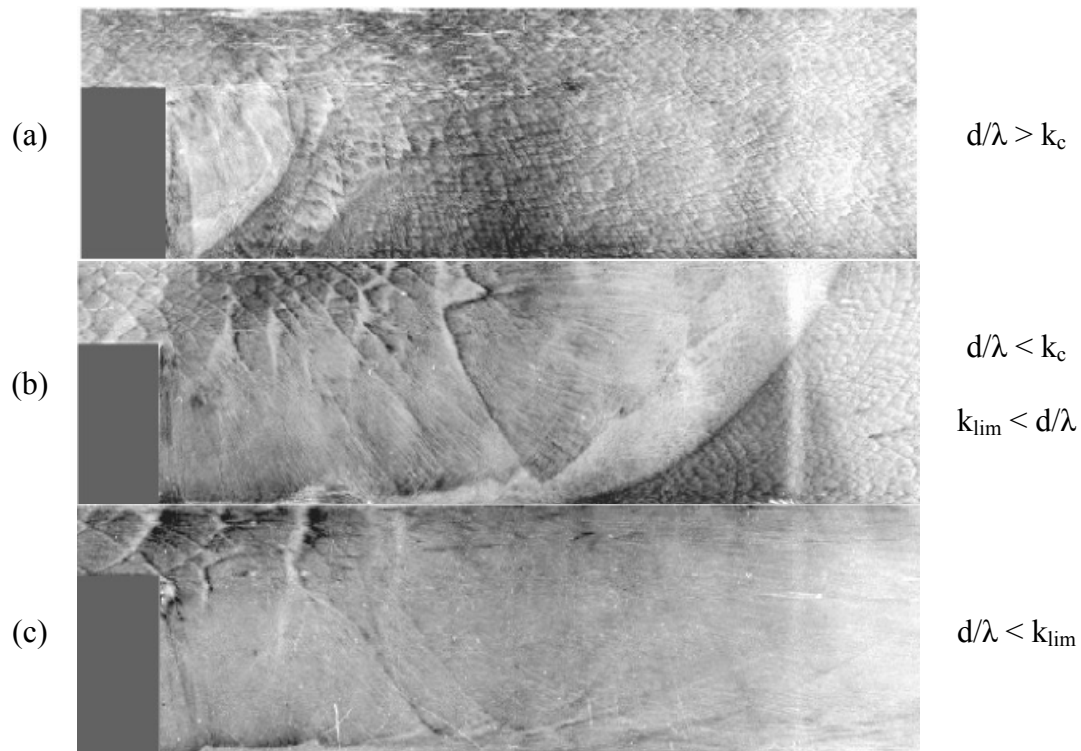


Figure II.17 : Traces sur suie dans le cas de transmission de la détonation à travers d'un saut de section : (a) transmission directe, (b) ré-initiation à la paroi, et (c) extinction (Ohyagi et al. 2002)

La ré-initiation prend place sur la paroi latérale par l'apparition, à partir d'une certaine distance du saut de section, d'un système de réflexion dit de Mach. L'interaction de l'onde de choc issue de la diffraction avec la paroi engendre une réflexion oblique dès que l'onde de choc touche la paroi. Au fur et à mesure de la propagation de l'onde de choc sa force ainsi que l'angle d'incidence diminue, il arrive un moment où la réflexion simple ne peut plus s'effectuer et il apparaît un système d'ondes triples de Mach au niveau de la paroi.

Le système de Mach induit la création d'une onde de choc droite à la paroi, et d'une ligne de glissement séparant le fluide près de la paroi comprimé par l'onde de Mach et celui comprimé successivement par l'onde incidente puis réfléchi. Dans le système de Mach, de fortes températures sont atteintes au niveau de la ligne de glissement et derrière l'onde de Mach. Ce système tend à créer une zone de vortex dans le système triple (Collela et al 1985), qui induit un jet de gaz le long de la paroi vers l'onde de Mach. Quand la zone réactive, la flamme, atteint ce vortex elle est aspirée et des produits de combustion à hautes températures

(radicaux libres...) se retrouvent en contact des produits frais choqués et chauffés. C'est ce contact qui permet entre autre l'explosion locale du mélange et la ré-initiation de la détonation dans tout le mélange réactif.

Pantow et al (1996) et Fischer et al. (1999) avaient déjà observé la même évolution du processus de transmission en fonction du rapport d/λ que celle observée par Ohyagi et al. Ils ont montré que le rapport d/λ limite permettant la ré-initiation de la détonation à la paroi dépend du facteur d'expansion de leur système défini par W_2/W_1 (cf. Figure II.18). Ils ont observé que plus le rapport W_2/W_1 augmente plus le nombre de cellules de détonation dans la section du tube avant diffraction doit être important pour permettre la ré-initiation de la détonation à la paroi. Pour un rapport d'expansion de 5, le nombre de cellules tend vers le rapport critique pour permettre la transmission de la détonation dans le demi espace libre. Dans ce cas, l'influence des parois extérieures sur la transmission de la détonation devient négligeable devant les phénomènes de transmission directe de la détonation.

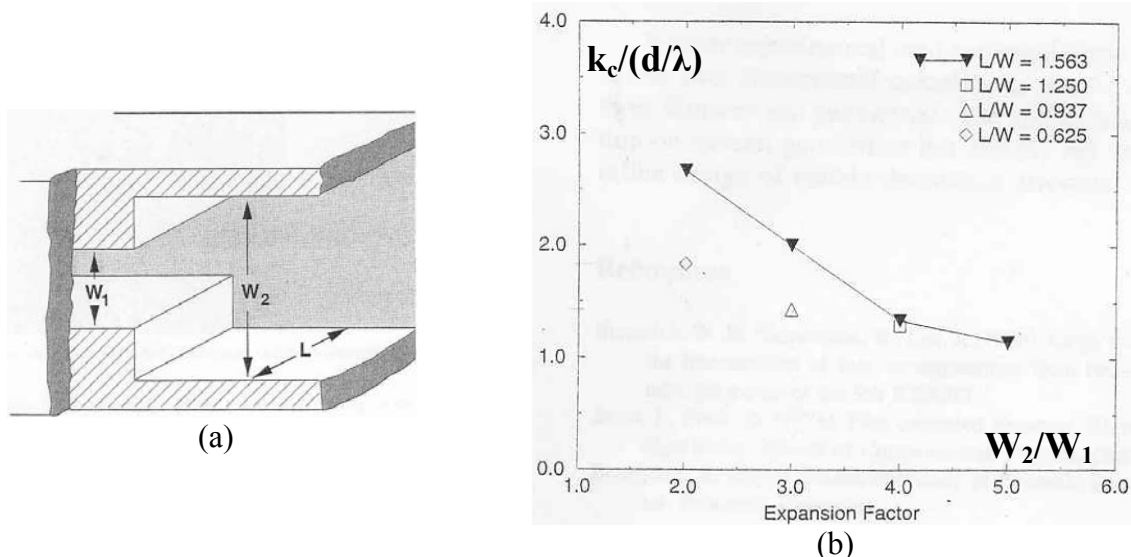


Figure II.18 : Diffraction de la détonation au travers d'un saut de section rectangulaire :
(a) Schéma du dispositif expérimental (Pantow et al. 1996),
(b) Evolution de $k_c/(d/\lambda)$ en fonction du rapport d'expansion (W_2/W_1)

II.C.4.b Simulations numériques

Li et Kailasanath (2000) ont étudié la transmission de la détonation depuis un tube initiateur jusque dans une chambre de combustion avec un rapport d'expansion $W_2/W_1 = 3,5$ en géométrie 2D plane pour des systèmes réactifs simulant les mélanges $C_2H_4-O_2$ et C_2H_4 -air stoechiométriques. Dans le premier cas, la détonation est transmise à la chambre de combustion sans subir l'effet de l'expansion, cas correspondant à une transmission sur-critique ($d/\lambda > k_c$). Dans le second cas, l'expansion affaiblit la détonation et découple la zone de réaction du choc. La réflexion sur les parois latérales permet la ré-initiation du mélange mais n'est pas suffisante pour re-initier l'ensemble du volume. Un cas étudié représente le

tube initiateur rempli du mélange avec O₂ et la chambre de combustion avec celui avec l'air. Dans ce cas la détonation se transmet parce qu'elle peut alors soutenir l'expansion et ne pas s'éteindre au centre du système. Les auteurs concluent que la détonation ne peut pas être ré-initiée à la paroi si la partie centrale a été affaiblie.

Pantow et al. (1996) et Fischer et al. (1999) ont effectué une étude expérimentale et numérique du processus de ré-initiation en fonction du rapport d'aspect et du nombre de cellules de détonation λ dans la hauteur du tube initiateur. Leurs calculs numériques correspondent aux observations expérimentales et le comportement de ré-initiation, lorsque la dilution en argon de leur mélange augmente c'est-à-dire lorsque le rapport h/λ diminue, évolue de la même manière :

- Pour $d/\lambda > k_c$, la transmission est directe. Elle est effectuée par les ondes de chocs transverses après une période où l'on observe le découplage latéral du choc et de la flamme.
- Pour $d/\lambda < k_c$, le découplage complet du choc et de la flamme est observé, la ré-initiation s'effectue au niveau de la réflexion de Mach qui apparaît après un certain temps le long de la paroi du tube récepteur. La ré-initiation du volume complet passe par une période de sur-détonation.
- Pour d/λ encore plus faible, la ré-initiation à la paroi n'a plus lieu et le système choc – flamme découplée se propage dans le tube récepteur.

Priault (2003) a mené l'étude numérique de la transmission de la détonation lorsque la section de diffraction est obstruée par un obstacle central de diverses géométries de rapport de blocage de 0,5. Il a utilisé le code « EFAE » simulant un mélange C₂H₂ + 2,5 O₂ avec une cinétique chimique globale de type Arrhenius, et un modèle avec γ variable entre le choc et l'état CJ. Cette étude a montré que le code de calcul reproduisait les mécanismes mis en jeu et observés expérimentalement pour les cas avec et sans obstacles (cf. II.C.2). De plus les valeurs critiques de transmission, bien que toujours inférieures à celle déterminées expérimentalement, sont du même ordre (jusqu'à 30% d'écart dans le cas sans obstacle) et conservent une efficacité relative d'une géométrie à l'autre, concordant avec les résultats expérimentaux.

II.C.5 Transmission de la détonation à un espace cylindrique

L'étude de la diffraction de la détonation depuis un tube de diamètre d vers une chambre cylindrique de hauteur h a été effectuée par Murray et al. (1983) (cf. Figure II.19). Les observations de la diffraction de la détonation reposent sur la méthode des plaques recouvertes de noir de carbone et situées sur les parois du cylindre. Lorsque la détonation diffracte depuis l'orifice de diamètre d , elle subit l'expansion latérale tout en avançant longitudinalement mais, très rapidement, le front d'onde (de choc et de détonation) se

réfléchit sur la plaque située en face de l'extrémité du tube. Dans les cas étudiés, la plaque est positionnée à une distance h pouvant varier de $0,1$ à $1,12.d$ (valeur légèrement supérieure à la hauteur du cône d'extinction $\sim 0,92.d$). A chaque valeur de h/d , il faut une pression initiale suffisante pour observer la ré-initiation de la détonation au niveau de la réflexion normale sur la plaque située en face de l'extrémité du tube. La détonation se propage dans l'espace cylindrique le long de la plaque et dans le milieu comprimé par l'onde de choc diffractée. Lorsqu'elle se réfléchit sur la paroi où est fixé le tube (plaque arrière) elle laisse une trace circulaire. Les mesures de Murray et al. (1983) consistent au relevé du rayon R_S de cette trace circulaire sur la plaque arrière en fonction de la pression initiale (c'est-à-dire de la taille de la cellule λ). Il ressort de cette étude divers points intéressants :

- On peut adimensionner les résultats de diamètre de ré-initiation sur la surface arrière avec la valeur critique λ_c de transmission au cylindre pour un h donné, alors on obtient une seule courbe de l'évolution de la sensibilité relative du mélange (représentée par λ_c/λ) en fonction du rayon de ré-initiation adimensionné $(R_S - R_0)/\lambda$
- Dans le cas de la diffraction critique vers le cylindre on obtient $h \sim 5 - 6 \lambda_c$ pour $h/d < 1,1$
- Dans le cas de la diffraction à l'espace libre, la hauteur de ré-initiation au niveau de l'extérieur du cône d'extinction est en moyenne $h \sim 11,5 \lambda_c$
- Si on trace l'évolution de la valeur critique de ré-initiation $(d/\lambda)_{lim}$ adimensionnée à la valeur en espace libre (k_c) en fonction de h/d , on obtient la courbe de la Figure II.19. Cette courbe montre que pour des valeurs de $h/d > 0,4$ la détonation se ré-initie dans des conditions plus favorables que dans l'espace libre. Pour $h/d < 0,4$ les conditions de ré-initiation deviennent très rapidement défavorables.

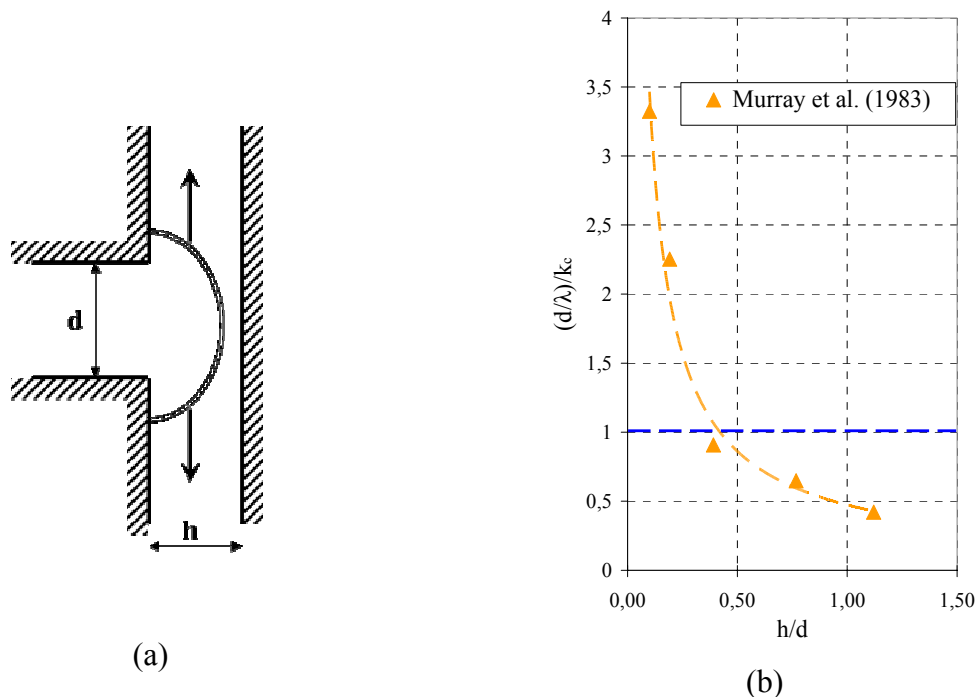


Figure II.19 : Diffraction de la détonation vers un espace cylindrique :
(a) Schéma du dispositif expérimental (Murray et al. 1983),
(b) Evolution de la limite $(d/\lambda)/k_c$ de ré-initiation en fonction de l'espacement h/d

III DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Notre étude concerne :

- D'une part l'accélération de flamme menant à la TDD dans les tubes de faibles diamètres (quelques cm) munis d'obstacles dans le but de réduire les temps et longueur de transition t_{TDD} et L_{TDD}
- Et d'autre part la diffraction de la détonation formée par TDD au travers de géométries diverses dans le but de la transmettre efficacement à une chambre de combustion.

Nous décrivons ici les différentes géométries (tubes et obstacles), les mélanges réactifs ainsi que les méthodes de mesure utilisés pour ces deux études.

III.A Dispositif pour l'étude de la TDD

Au cours de l'étude menée sur la TDD nous disposons de tubes possédant des caractéristiques géométriques différentes. Schématiquement, le tube est composé de plusieurs sections (cf. Figure III.1) :

- La préchambre qui est composée de 1 à 2 chambres de petites dimensions, terminées chacune par une plaque percée imposant une obstruction variable importante à l'écoulement
- La section de mesure consiste en une partie permettant l'observation de la TDD (par la méthode des traces sur suies) ou permettant de suivre l'évolution du système choc flamme par l'installation de capteurs de pression et de fibres optiques
- Un système de vanne pour permettre le remplissage et la vidange du tube
- Un fond fermé équipé d'un capteur de pression sur l'axe pour mesurer le temps d'arrivée de la détonation (ou du choc) sur le fond

Ces différentes sections peuvent être mises en contact directement ou séparées par des tubes de longueur variable. L'initiation du mélange réactif se situe dans la première préchambre. Une spire (dite de Shelkin) de longueur variable est positionnée dans le tube dès la sortie des préchambres.

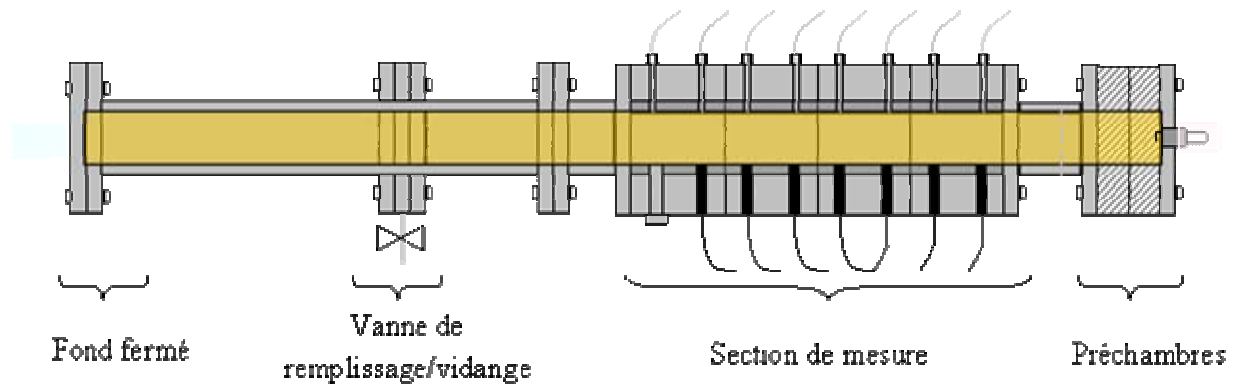


Figure III.1 : Schématisation du montage expérimental

III.A.1 Initiation du mélange réactif

Le mélange réactif est enflammé à l'aide d'une bougie automobile reliée à un générateur d'étincelles classique de voiture. Cette inflammation correspond à une faible énergie libérée dans le mélange. Des mesures réalisées sur le système d'allumage utilisé nous ont permis de quantifier l'énergie déposée par une étincelle. Elle est de l'ordre de 15 mJ pendant à peu près 1 ms.

III.A.2 Préchambres

Pour améliorer la TDD en distance et en temps par la génération et l'augmentation rapide de la turbulence dans l'écoulement de gaz frais dans le tube juste après l'inflammation (Higgins et al. 2001), nous avons utilisé des obstacles avec un fort rapport de blocage dès le début du tube.

Nous avons décidé d'agir sur la géométrie des obstacles en jouant sur l'effet de combustion en chambre très confinée (compartiment) et de jets de flamme, générés par les grands rapports de blocage. Dans cette optique, nous avons installé une plaque percée par des orifices de petit diamètre à l'extrémité d'un petit volume. L'effet de compartiment permet alors de soutenir le jet et de créer les conditions pour l'installation d'une flamme turbulente dans le tube.

Ainsi un ou deux compartiments de 30 mm de long et de 25 mm de diamètre ont été installés juste après l'initiation (cf. Figure III.2). Dans le sens de propagation de la flamme, ces chambres sont terminées par une plaque percée d'un ou plusieurs trous. Différentes plaques ont été usinées de manière à varier la taille et la position des trous et voir leur influence sur l'accélération de flamme dans le tube (cf. Figure III.3). Le diamètre des trous peut être choisi de 3 à 17 mm pour la plaque avec un seul orifice, et de 3 à 5 mm selon des

topologies diverses pour les plaques possédant plusieurs trous, permettant d'obtenir des rapports de blocage de 0,54 à 0,98.

Le diamètre de la première chambre peut varier, par l'ajout d'un insert, de manière à diminuer son volume. Un canal de 9 mm de diamètre et de 30 mm de long peut être utilisé entre les chambres à la place de la plaque percée. Nous pouvons installer un capteur de pression au niveau de la seconde chambre de manière à mesurer l'évolution de pression au cours du temps.

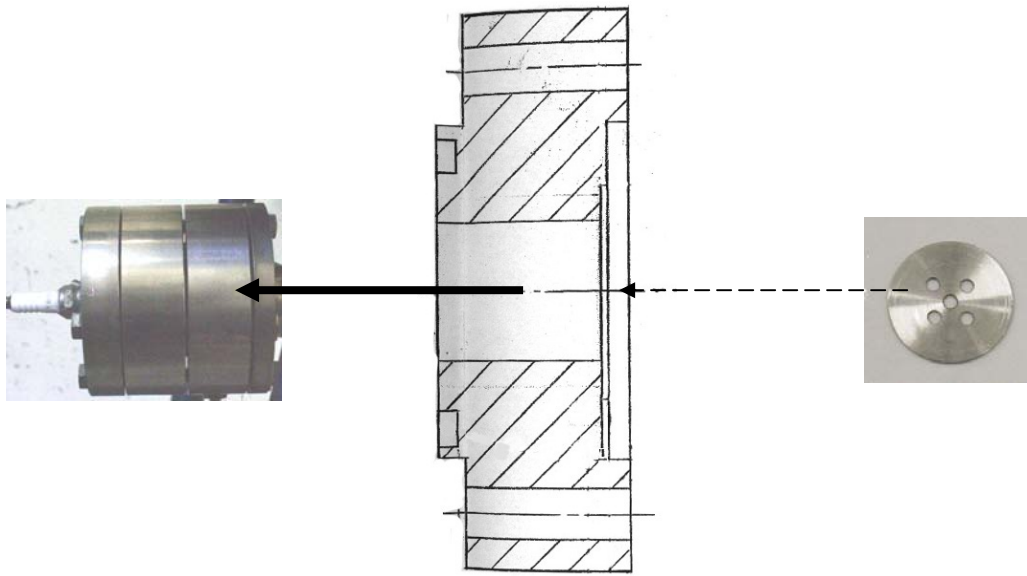


Figure III.2 : Schéma d'une préchambre

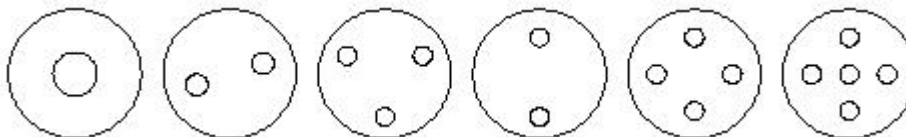


Figure III.3 : Dessins des différentes plaques percées utilisées

III.A.3 Section de mesure

Il existe 2 sections de mesure possédant chacune des caractéristiques géométriques et des possibilités de mesures différentes. Nous allons les décrire en les nommant section (1) et (2).

III.A.3.a Section (1)

Cette section est destinée à mesurer la longueur de TDD à partir de la méthode des traces sur suies. Elle consiste en un tube de 540 mm de long et 35 mm de diamètre intérieur, dans lequel est inséré un système de coquilles dont le diamètre interne d peut varier. Trois séries de 4 coquilles de diamètre $d = 16, 20$ et 26 mm et de diamètre extérieur 35 mm sont

disponibles (cf. Figure III.4). La surface intérieure des coquilles est polie de manière à pouvoir utiliser la méthode des traces sur suies pour détecter l'apparition de la détonation dans le tube (cf. Figure III.5).

Deux capteurs de pression sont positionnés sur la section (1) : le premier situé à 60 mm du début du tube sur la paroi latérale et le second situé sur l'axe du tube sur le fond fermé. Un système permettant l'injection du mélange réactif et la mise sous vide est positionné juste avant le fond fermé du tube.

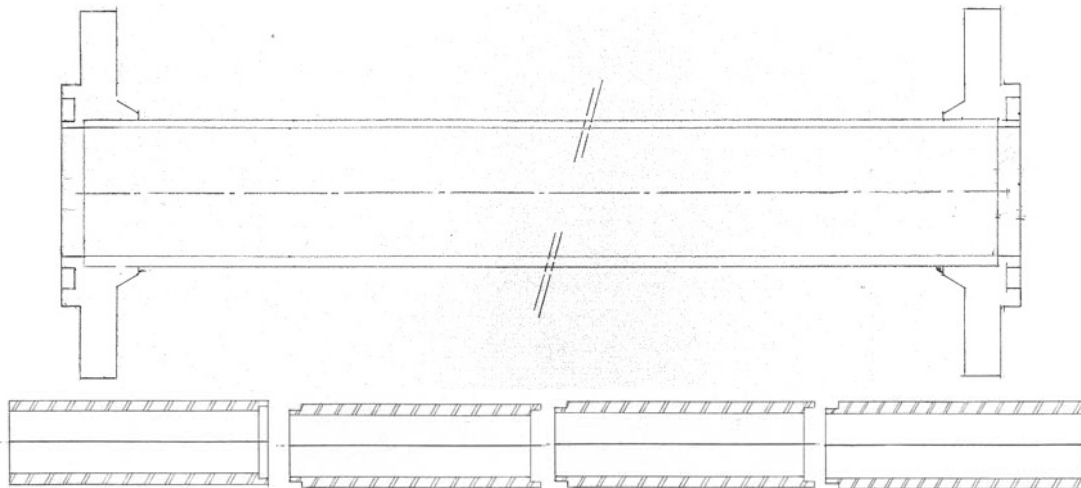


Figure III.4 : Schéma de la section (1) et des coquilles insérées



Figure III.5 : Photographie d'une coquille

III.A.3.b Section (2)

Cette section a été conçue pour obtenir des informations sur la propagation du système choc – flamme régulièrement le long de la section de mesure. La section se compose de plusieurs tronçons jusqu'à 4 (cf. Figure III.6) de diamètre interne $d = 26$ mm et de longueur variant entre 100 et 130 mm. Chaque tronçon possède 2x2 lumières l'une en face de l'autre dans les parois du tube qui servent d'emplacement à des capteurs de pression sur une génératrice et à des fibres optiques sur l'autre. La section de mesure entière représente une série de 2x8 lumières espacées les unes des autres de 50 mm sur une distance de 400 mm, le premier emplacement étant positionné à 50 mm du début de la section. Les lumières pour les fibres optiques sont des trous de 1 mm et celles des capteurs de pression des trous de 12 mm de façon à pouvoir introduire le support du capteur (cf. III.C).

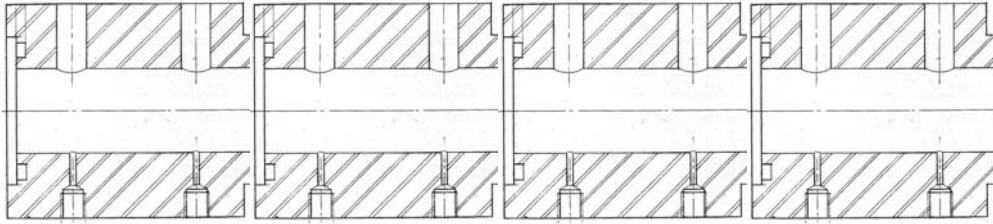


Figure III.6 : Schéma de la section (2)

III.A.4 Le fond fermé

Le fond fermé possède un emplacement axial pour installer un capteur de pression pour mesurer le temps d'arrivée de l'onde de pression (onde de choc ou détonation) sur le fond.

Lorsque la section (1) est utilisée, le fond est installé juste après la fin de la section de mesure. La longueur totale de tube est de 600 mm (si on installe les 2 préchambres en début de tube).

Lorsque la section (2) est utilisée, la section (1) est installée avant le fond fermé pour augmenter la longueur totale du tube. De cette manière on évite l'influence possible du fond sur le processus de TDD par la réflexion d'ondes sonores ou de chocs. On obtient alors une longueur totale de 1070 mm. Dans cette configuration, si on calcule le temps nécessaire mis par les ondes de compression pour atteindre le fond, on obtient 2,67 à 3,24 ms pour les conditions expérimentales que nous avons considérées. Le résultat de nos mesures montre que la TDD s'effectue dans ce système en un temps maximum de l'ordre de 2,2 ms, on estime donc que le fond du tube n'a pas d'influence sur le processus de TDD.

III.A.5 Obstacles utilisés dans le tube

Nous avons placé dans le tube une spirale dite de « Shelkin » en cuivre de rapport de blocage RB autour de 0,5 (cf. Figure III.7 et Tableau III.1) et de pas S égal au diamètre interne du tube. Sa longueur peut varier de la totalité de la longueur du tube (1) c'est-à-dire 540 mm à une longueur réduite de 110 mm.

D (mm)	d (mm)	S (mm)	$RB = 1 - \left(\frac{d}{D}\right)^2$
16	12	16	0,43
20	14	20	0,51
26	18	26	0,52

Tableau III.1 : Caractéristiques géométriques (dimensions, rapport de blocage RB) des spirales de Shelkin

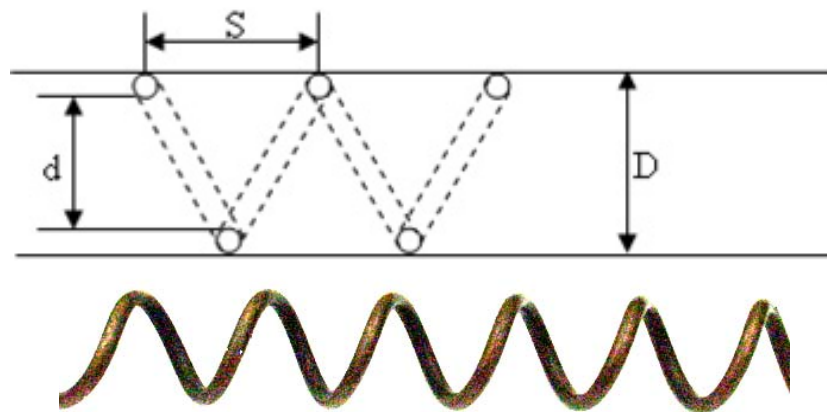


Figure III.7 : Schéma et photographie d'une spirale de Schelkin

III.B Dispositif de l'étude de la Transmission de la détonation

Dans le but d'étudier la diffraction de la détonation d'un tube de diamètre d à un espace plus grand et d'améliorer sa transmission, nous avons utilisé des montages expérimentaux avec différentes configurations géométriques du confinement récepteur. Nous allons décrire ici les différents moyens utilisés pour effectuer ces études, de la création de la détonation à l'observation de la diffraction.

Nous avons principalement utilisé 2 tubes pour effectuer l'étude de la transmission de la détonation, que nous allons noter tubes (1) et (2). Les configurations de ces tubes sont similaires, seules les géométries de diffraction varient selon les techniques retenues pour améliorer la transmission de la détonation.

III.B.1 Etablissement de la détonation

Pour observer la diffraction d'une détonation stationnaire autonome quasi-CJ, nous avons utilisé deux tubes de grande longueur pour permettre l'établissement de cette détonation, i.e. :

1. un tube de 52 mm de diamètre intérieur et de 4 m de long, le tube (1),
2. un tube de 26 mm de diamètre intérieur et de 2,160 m de long, le tube (2).

L'initiation de la détonation a été effectuée à l'aide de systèmes différents en fonction du tube :

- Pour le tube (1), on utilise la technique du fil explosé. Une décharge capacitive rapide de forte intensité (capacité chargée à ~ 4000 V) et de très courte durée est créée dans un fil de platine de 0,1 mm de diamètre. La décharge (~ 35 J nominale) permet la sublimation

d'une partie du fil et la formation d'un plasma. L'expansion de ce plasma dans le mélange réactif crée une onde de choc suffisamment intense pour initier la détonation par TCD, le mélange est généralement du $C_2H_2+2,5O_2$ à faible pression.

- Pour le tube (2), la détonation est obtenue par TDD. Le mélange réactif est initié par l'étincelle d'une bougie contrôlée par un allumage automobile standard (~ 15 mJ). une spire est installée en début de tube pour permettre l'accélération de la flamme et sa transition en détonation. Notre système de préchambres est installé en début de tube pour améliorer les conditions de transition.

A la fin du tube sont installés 2 capteurs de pression, séparés respectivement par 600 mm et 105 mm pour les tubes (1) et (2), et situés juste avant la zone d'étude de la diffraction de manière à vérifier que la célérité de la détonation correspond bien à une détonation stationnaire et autonome (c'est-à-dire quasi CJ).

Chaque tube est connecté à une chambre cylindrique de grand volume pour permettre l'expansion de l'onde de choc issue de la détonation sans interaction avec les parois. Pour le tube (1), l'enceinte est de 497 mm de longueur pour un diamètre interne de 378 mm, et pour le tube (2), elle est de 400 mm de longueur pour 200 mm de diamètre interne.

Sur ces tubes, un système de connexions rapides permet de raccorder une jauge de pression MKS, une pompe à vide, et le réservoir de pré mélange. Ce système nous permet d'effectuer un vide primaire ($\sim 10^{-3}$ bar) avant chaque tir et de contrôler la pression de mélange injecté au mbar près.

III.B.2 Géométrie de diffraction

Nous avons étudié la diffraction de la détonation dans 3 géométries différentes pour améliorer la transmission vers un espace libre ou confiné. Le moyen d'observation de la transmission le plus simple et qui fournit le plus de détails reste la méthode des traces sur suies. Une plaque recouverte de noir de carbone est introduite dans le plan de symétrie de la diffraction. La transmission réussie de la détonation est détectée par la présence de cellules sur la plaque après la diffraction.

III.B.2.a Diffraction dans les cônes avec obstacle

Nous avons utilisé le même dispositif expérimental que Khasainov et al. (2003-2005) qui avait étudié la transmission de la détonation d'un tube dans des cônes d'angles variables. A la fin du tube (1) est installé un insert de manière à réduire brutalement le diamètre de la section de passage de 52 à 26 mm sur une distance de 10 cm. Il a été montré par Priault

(2003) que cet insert ne modifie pas les caractéristiques de la détonation, et en particulier ne modifie pas la taille de λ . A la fin de cet insert peut être monté un cône d'angle au sommet variant de 5° à 55° par pas de 10° (cf. Figure III.8).



Figure III.8 : Photos des différents cônes utilisés lors de l'étude

Le cône est coupé en 2 parties symétriques de manière à installer la feuille recouverte de noir de carbone sur l'axe de symétrie de la diffraction. Notre étude consiste à quantifier l'effet d'un obstacle dans la transmission par cône. Il a donc été placé sur la plaque un obstacle de forme conique (d'angle au sommet de 30°) identique à celui utilisé par Priault (2003), la base de l'obstacle étant située juste au niveau de la diffraction (cf. schéma du montage Figure III.9). Le rapport de blocage au niveau de la diffraction est fixé à 0,5 qui semble être le plus efficace dans la transmission (Moen et al. 1986).

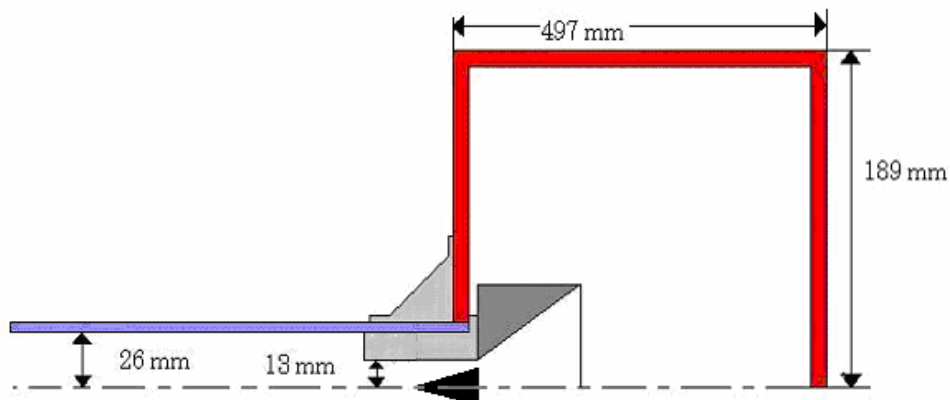


Figure III.9 : Schéma du montage de la diffraction du cône avec insertion d'obstacle

III.B.2.b Diffraction de la détonation par un saut de section

Nous avons cherché à transmettre la détonation en se servant du confinement d'un second tube pour permettre la réflexion des ondes de choc issues de la diffraction et créer les conditions de ré-initiation sur les parois du tube (cf. Figure III.10). A la fin du tube (2) de diamètre $d = 26$ mm, on installe un second tube coaxial au premier avec un diamètre intérieur D pouvant prendre les valeurs de 39 et 52 mm, c'est-à-dire 1,5 et $2 \cdot d$. Ce tube possède une longueur de 400 mm et est coupé en deux de façon à insérer une plaque de métal de 2 mm

d'épaisseur sur l'axe de symétrie de la diffraction. Les deux parties du tube sont montées sur la plaque et l'ensemble est placé à la fin du tube (2). La plaque est enfumée de chaque côté, ce qui permet d'obtenir pour chaque tir 2 mesures de la longueur de re-initiation.

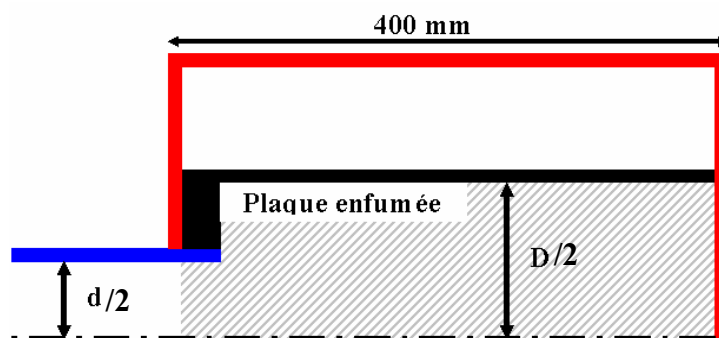


Figure III.10 : Schéma du montage de saut de section

III.B.2.c Diffraction par réflexions successives

Pour transmettre la détonation dans la totalité de la chambre de 200 mm de diamètre pour des mélanges de λ compris entre 2 et 10 mm et sur la distance la plus réduite, nous avons réalisé un montage particulier consistant en un tube intermédiaire retourné (cf. Figure III.11). Un tube fermé à une extrémité est installé à la sortie du tube (2) de diamètre $d = 26$ mm. Son diamètre D peut avoir 3 valeurs 52, 78 ou 100 mm, soit des valeurs de $2 - 3$ et $3,86*d$. Son extrémité fermée du tube peut être située à une distance h prenant les valeurs 13, 26, 39 et 52 mm de la fin du tube, soit des valeurs de $0,5 - 1 - 1,5$ et $2*d$. Sa longueur totale est de 150 mm soit une longueur intérieure jusqu'à l'extrémité variant de 111 à 150 mm avec h variant de 13 à 52 mm. Le tube retourné est fixé sur la plaque enfumée qui est insérée dans la chambre jusqu'à venir en contact du fond de la chambre. De cette façon un second retournement est créé entre le fond de la chambre et la fin du tube retourné à une distance fixe de 52 mm. La plaque est enfumée de chaque côté et le dispositif permet d'installer pour un même diamètre D , 2 profondeurs h différentes. Chaque tir nous permet alors d'avoir les enregistrements pour 2 configurations différentes.

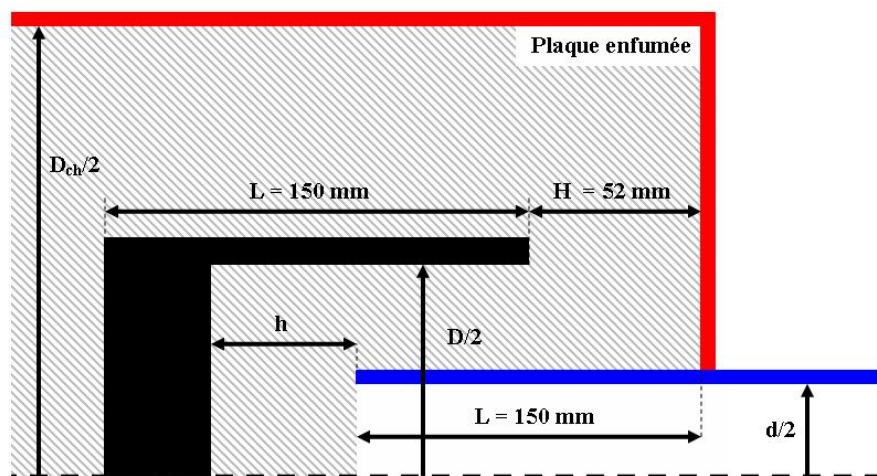


Figure III.11 : Schéma du montage avec le tube intermédiaire retourné

III.C Métrologie

Au cours de l'étude de la TDD nous avons utilisé deux méthodes expérimentales pour déterminer les longueurs et temps de transition : la méthode des traces sur suie et le suivi spatio-temporel de la propagation du choc et de la flamme réalisé à l'aide de capteurs de pression et de fibres optiques respectivement.

L'étude de la diffraction de la détonation n'a nécessité que l'emploi de la méthode des traces comme relevé du processus de transmission dans les géométries étudiées. Des capteurs de pressions sont utilisés pour vérifier la stationnarité et l'autonomie de l'onde de détonation avant sa diffraction.

III.C.1 Méthode des traces sur suie

Ce procédé est utilisé pour étudier les détonations depuis que Denisov et Troshin en 1959 ont montré que la détonation possède une structure tridimensionnelle périodique ayant une largeur caractéristique λ en observant qu'elle pouvait laisser une marque de son passage sur une couche de carbone pré déposée sur une surface. Cette méthode avait déjà été utilisée pour les chocs par Ernst Mach.

Les points triples sur l'onde de choc principale possèdent des niveaux de pression tels que lorsqu'ils sont en contact avec une couche de matière pulvérulente, ils peuvent « souffler » cette matière lors de leur passage. Ces points se propagent transversalement le long du front principal, ils laissent une empreinte sur une couche de suie préalablement déposée sur une plaque polie. Ces dessins sont appelés structures cellulaires ou « cellules » de détonation (en forme d'écaille). Ces structures sont caractéristiques du régime de détonation, il devient alors facile de détecter la formation de la détonation.

La méthode consiste à déposer du noir de carbone sur une surface rigide (en la passant au dessus d'une flamme d'acétone), et à positionner cette surface parallèlement à la propagation de la détonation. Si la détonation apparaît dans l'écoulement elle marquera particulièrement la couche de carbone (cf. Figure III.12).

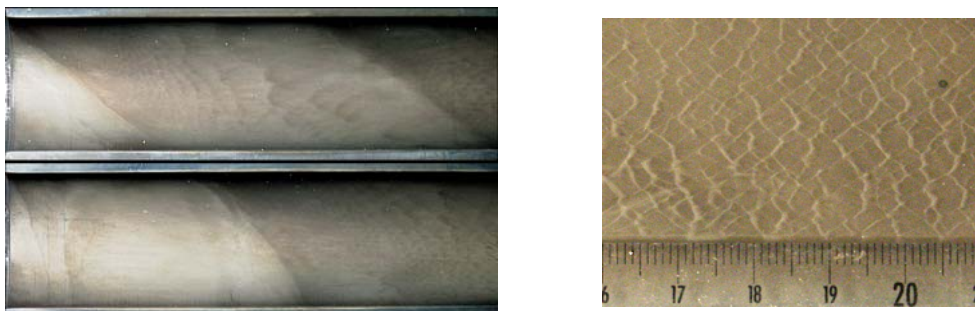


Figure III.12 : Exemple d'initiation de la détonation par le processus de TDD (à gauche)
Exemple de trace pour du $C_2H_2+2,5O_2$ $P_0=43$ mbar (à droite)

III.C.2 Mesure de pression des chocs et des détonations

La section (2) possède des emplacements permettant l'installation de capteurs de pression régulièrement espacés (50 mm) sur les 400 premiers millimètres du tube. Les capteurs de pression utilisés sont des KISTLER 603B, ils sont installés sur des supports en matière plastique (téflon) montés sur le tube et sont recouverts d'une couche de silicone (d'épaisseur de 1 à 2 mm) pour les isoler thermiquement (cf. Figure III.13). Ces capteurs sont reliés à des amplificateurs de charge délivrant une tension proportionnelle à la pression. Le temps de réponse du capteur est de l'ordre de 1 μ s, ce qui est suffisant pour nos mesures.



Figure III.13 : Schéma et photographie d'un support de capteur de pression

On enregistre les signaux des capteurs de pression sur des oscilloscopes TECKTRONIK 420B, puis on transfère les informations sur un PC via une carte GPIB, où l'on peut traiter les données grâce à un oscilloscope virtuel (Wave Star). Cette chaîne d'acquisition est aussi en place pour le réseau de fibres optiques, ce qui nous permet d'avoir tous les signaux sur un seul écran.

Dans nos systèmes expérimentaux, les variations enregistrées de pression sont dues soit à des compressions, des ondes de choc, ou des ondes de détonation. Les signaux relatifs aux ondes de choc et aux ondes de détonation montrent des fronts de montée raides ce qui rend la mesure plus facile vu que la montée brutale de pression définit un instant précis à mesurer. Pour les ondes de compression engendrées par les flammes, la montée de pression est plus faible et donc plus difficile à déterminer. Nous avons défini l'arrivée du front de pression au pied de la première augmentation significative de pression (faible ou brutale) observable.

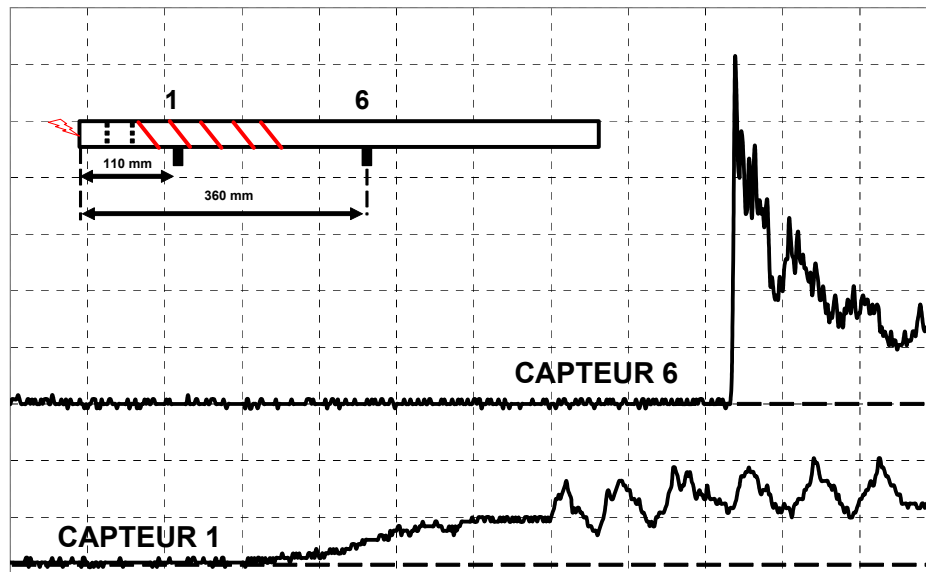


Figure III.14 : Exemple de signaux de pression pour $C_2H_4+3O_2+7,5N_2$, flamme au niveau du capteur 1 ($X = 11$ cm) et détonation au niveau du capteur 6 ($X = 360$ mm)

III.C.3 Chronographie par fibre optique

Ce moyen d'analyse est utilisé sur le dispositif expérimental de l'étude de la TDD. Sur la section (2) sont montées 8 fibres optiques en PMMA (Poly – Méthyl – Méta – Acrylate) de 2 mm de diamètre et positionnées tous les 50 mm à partir de l'extrémité du tube. Elles sont fixées au tube (2) par un raccord Swagelock qui nous permet de pouvoir sortir la fibre de son support pour vérifier son état (degré de saleté, déformation plastique...) et couper son extrémité si l'état n'est plus suffisant pour obtenir une visualisation correcte du front de flamme.

Ces fibres ont une longueur de l'ordre de 1 m et leur différence de longueur, l'une par rapport à l'autre, importe peu dans notre cas au vu de la précision du système de traitement. En effet, le système de photodiodes utilisé pour transformer l'information lumineuse en données exploitables (par un oscilloscope), nous permet d'avoir une résolution temporelle de l'ordre de 1-2 μs . Dans ce cas les différences de parcours optique de la lumière ne vont pas influencer sur la précision des mesures.

L'installation des fibres sur le tube correspond au schéma de la Figure III.15. La fibre est insérée jusqu'au niveau de la coquille (de diamètre interne $D = 26$ mm et d'épaisseur 3 mm) qui est munie d'un trou de diamètre 1 mm. Ces caractéristiques permettent de calculer l'angle d'ouverture de visualisation de la fibre qui est de $\alpha \sim 37^\circ$ on trouve alors que la distance L définie sur la Figure III.15 est de 8,7 mm. La fibre aura ainsi une information lumineuse dès que le front de flamme atteint la zone définie par le cône d'angle α . Dans le cas d'une détonation les signaux correspondent à celui donné dans la Figure III.16. On peut

observer tout d'abord une lente montée du signal puis une brusque variation. Dans ce cas, le rayonnement lumineux émis par la flamme atteint les fibres optiques bien avant que le front réactif ne pénètre dans la zone de visualisation, grâce aux réflexions successives sur les parois du tube, ce qui explique la lente montée du signal avant le changement de pente. L'arrivée du front de flamme dans la zone d'observation correspond au changement brutal de pente sur le signal de la Figure III.16. Dans le cas des détonations observées au cours de l'étude, la célérité variant de 1800 à 2100 m/s, la distance L est parcourue en 4 à 5 μs , ce qui correspond au temps de montée brutale observée sur la Figure III.16. Cette variation brutale de pente sert de référence pour déterminer le temps d'arrivée sur la fibre optique d'une onde de détonation. La luminosité du mélange utilisé sur la Figure III.16 est telle que la sonde sature rapidement. Pour les autres mélanges réactifs la sonde ne sature pas et on observe un temps de montée de l'ordre de 7 à 8 μs certainement à cause du temps de réponse de la photodiode de l'ordre de 2 μs . Par contre, les déflagrations sont plus étalées dans l'espace et ne sont ni aussi lumineuses ni aussi rapides que la détonation. L'émission de lumière peut alors s'étendre sur 300 μs avant d'atteindre son maximum (surtout quand la flamme est lente au niveau du premier capteur), la détermination de la position du front de flamme n'est alors pas aussi aisée.

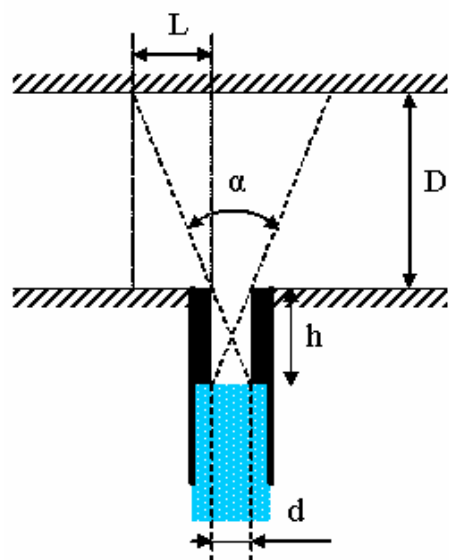


Figure III.15 : Schéma du positionnement de la fibre dans le tube

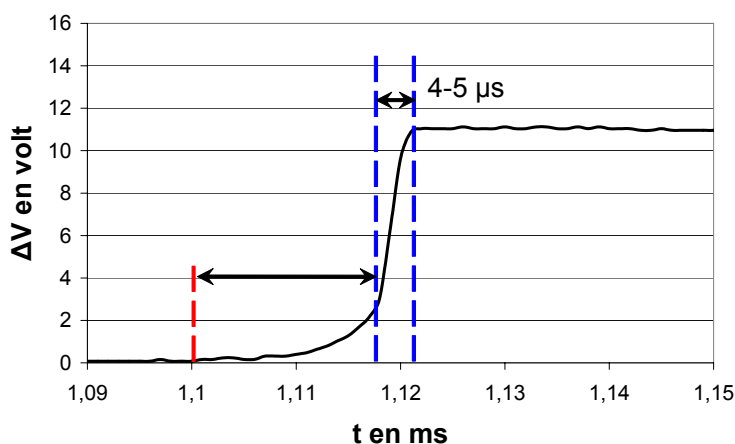


Figure III.16 : Signal de la 8ème fibre optique dans le cas d'une détonation pour $\text{CH}_4+2\text{O}_2+1,5\text{N}_2$ avec une spire de 30 cm

III.D Mélanges Réactifs Utilisés

Les mélanges réactifs utilisés pour les études menées (TDD et Transmission) sont préparés par la méthode des pressions partielles et sous pression ($P_{0\text{max}} = 4 \text{ bar}$) dans des réservoirs de 50 litres fixés sur des supports permettant leur libre rotation. Avant chaque tir, le mélange est agité par rotations alternées successives pour homogénéiser son contenu.

III.D.1 Caractéristiques des mélanges

Les études sur la détonation produisent régulièrement des informations sur les caractéristiques des détonations (taille de structure cellulaire λ , diamètre critique d_c , énergie critique d'initiation...) en fonction du mélange réactif utilisé (réactifs, richesse, dilution par un inerte...) et des conditions initiales (thermodynamique) et aux limites (géométriques). Une synthèse non exhaustive a été effectuée par Kaneshige et al. (1997) qui est disponible librement sur Internet (http://www.galcit.caltech.edu/detn_db/html/).

Nous avons utilisé cette base de données pour obtenir des informations sur l'évolution de la taille de cellule λ en fonction de :

- Réactif et oxydant
- la dilution par l'azote ($\beta = N_2/O_2$), cf. Figure III.17
- la pression initiale (P_0) des mélanges utilisés lors de l'étude de la transmission de la détonation (cf. Figure III.18)

De manière à obtenir λ en fonction de ces paramètres, nous avons déterminé des régressions de forme exponentielle pour la dilution β et de forme puissance pour la pression initiale P_0 (cf. Tableau III.3 et Tableau III.4).

Mélange	a (mm)	b
H ₂ + 0,5 (O ₂ + β N ₂)	1,342	0,5223
CH ₄ + 2 (O ₂ + β N ₂)	3,234	1,4242
C ₂ H ₂ + 2,5 (O ₂ + β N ₂)	1,172	0,5642
C ₂ H ₄ + 3 (O ₂ + β N ₂)	1,48	0,82
C ₃ H ₈ + 5 (O ₂ + β N ₂)	2,088	0,9356

$$\lambda = a \cdot e^{b \cdot \beta}$$

Tableau III.2 : Formule des régressions issues de la littérature pour déterminer λ en fonction de la dilution $\beta = N_2/O_2$

Mélange	$k_c=d/\lambda)_c$	A (mm)	n
C ₂ H ₂ + 2,5 O ₂	11	460,8	1,2172
C ₂ H ₂ + 2,5 O ₂ + 3,5 Ar	13	805,9	1,1173
C ₂ H ₂ + 2,5 O ₂ + 15 Ar	26	6200	1,2281
C ₂ H ₄ + 3 O ₂	13	991,2	1,1097
C ₂ H ₆ + 3,5 O ₂	12	2069,3	1,0839
H ₂ + 0,5 O ₂	13	3833	1,1382

$$\lambda = A \cdot P_0^{-n}$$

Tableau III.3 : Rapport critique de transmission à l'espace libre $k_c=d/\lambda)_c$ et évolution de la taille de cellule λ en fonction de P_0 pour les mélanges réactifs utilisés pour l'étude de la transmission de la détonation

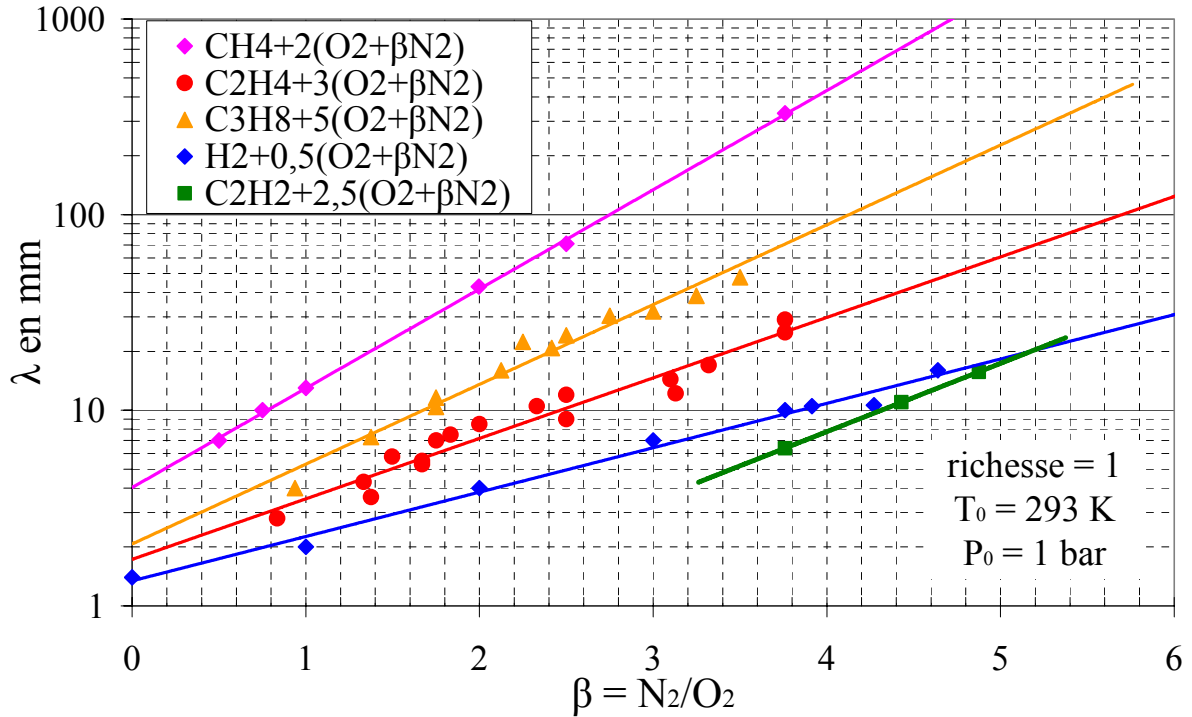


Figure III.17 : Evolution de la taille de cellule λ en fonction de la dilution $\beta = N_2/O_2$ pour divers mélanges réactifs aux CNPT

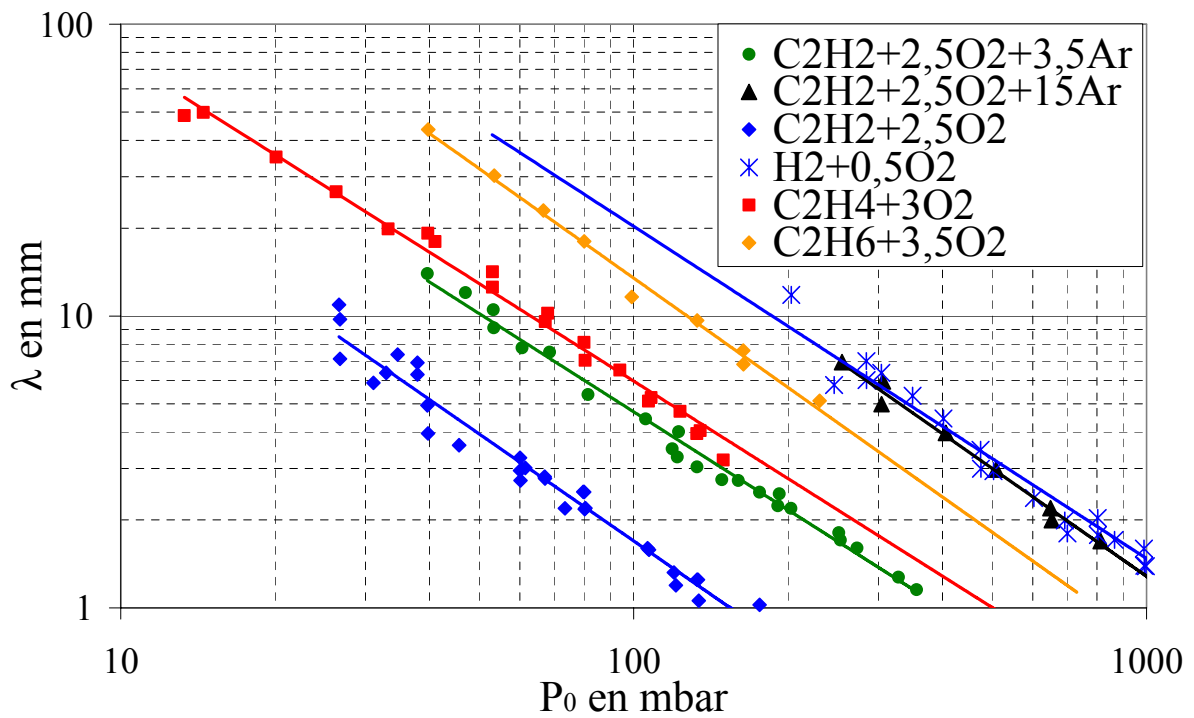


Figure III.18 : Evolution de la taille de cellule λ en fonction P_0 pour les mélanges utilisés lors de l'étude de la transmission, résultats issus de la littérature (Kaneshige et al. 1997)

III.D.2 Mélanges utilisés pour l'étude de la TDD

Notre étude a d'abord porté sur le mélange stœchiométrique H₂-air aux CNTP (P₀ = 1 bar et T₀ = 293 K). Nous avons considéré pour l'air un mélange à 21% d'oxygène et 79% d'azote, sans prendre en compte les traces de vapeur d'eau, de dioxyde de carbone et d'argon. Ce mélange possède une taille de cellule de détonation λ_{CJ} de l'ordre de 10 mm. Selon les critères d'existence de la détonation définis en II.A.5 [(i) $d > \lambda$ et (ii) $L > 7.\lambda$], le critère (i) est respecté par les trois différents diamètres de tube, et le critère (ii) par celui de D = 26 mm seulement, mais comme ces critères sont définis pour une géométrie de plaques percées et avec une certaine marge d'erreur (~25% à cause de la détermination de λ) il est probable que l'écart observé ne soit pas déterminant.

De manière à observer l'influence des caractéristiques thermodynamiques sur l'accélération de flamme et la TDD, nous avons comparé les résultats que nous avons obtenus pour le mélange H₂-air avec des mélanges stœchiométriques avec l'oxygène contenant du méthane, de l'éthylène et du propane dilués en diverse proportion avec de l'azote. La dilution en azote a été choisie de manière à conserver la même détonabilité, au sens de la taille de cellule λ_{CJ} , que le mélange H₂-air. Les compositions et caractéristiques de ces mélanges sont rapportées dans le Tableau III.4.

Dans le Tableau III.4, la vitesse laminaire de flamme $V_{\text{laminaire}} = \alpha.S_u$ a été calculée à l'aide du logiciel PREMIX, les célérités et pressions de détonation (D_{CJ} et P_{CJ}) ont été calculées à l'aide du logiciel QUARTET. La vitesse du son (a_0) a été calculée grâce aux conditions thermodynamiques (ρ_0 , T_0 , enthalpie de formation...) des divers composants. La taille de cellule de détonation λ a été déterminée grâce aux régressions obtenues à l'aide des résultats de la littérature (cf. Figure III.17 et Tableau III.2).

Mélange	β (N ₂ /O ₂)	$\alpha.S_u$ (m/s)	λ (mm)	D_{CJ} (m/s)	P_{CJ} (bar)	E_a (kJ/mol)	a_0 (m/s)
H ₂ + 0,5O ₂ + 1,88N ₂	3,76	15,1	10	1972	15,9	71	404
C ₃ H ₈ + 5O ₂ + 8,75N ₂	1,75	10,9	9,1	1987	23,5	176	328
C ₂ H ₄ + 3O ₂ + 7,5N ₂	2,50	10,0	9	1927	21,1	134	340
CH ₄ + 2O ₂ + 1,5N ₂	0,75	22,4	10	2164	24,9	218	351
H ₂ + 0,5O ₂ + 1,96N ₂	3,91	14,1	10,5	1957	15,8	71	400
C ₃ H ₈ + 5O ₂ + 9,58N ₂	1,92	9,6	10,8	1968	23	176	329

Tableau III.4 : Caractéristiques thermodynamiques des mélanges utilisés lors de l'étude de la TDD

III.D.3 Mélanges utilisés pour l'étude de la transmission

Nous avons utilisé 6 mélanges réactifs stœchiométriques avec l'oxygène. Ces mélanges sont à base de C_2H_2 , C_2H_4 , C_2H_6 et H_2 et peuvent être dilués avec une certaine quantité d'argon. L'évolution de la taille de cellule de détonation λ en fonction de la pression initiale a été relevée dans la littérature (cf. Figure III.18) et les formules des corrélations sont données dans le Tableau III.3. L'intérêt d'utiliser ces différents mélanges réside dans les valeurs différentes des rapports critiques de transmission de la détonation d_c/λ . Ainsi nous avons pu étudier l'influence de ce paramètre sur la transmission et vérifier les conditions de similitude des phénomènes mis en jeu au cours de la transmission.

IV TRANSITION DEFLAGRATION DETONATION

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats et analyses obtenus lors de l'étude effectuée sur la Transition Déflagration Détonation (TDD). Nous avons décidé d'optimiser la TDD en augmentant rapidement la production de turbulence lors de la propagation de la flamme. Nous avons choisi d'introduire 1 à 2 préchambres, terminées par un obstacle avec un fort rapport de blocage, juste après l'allumage. Nous présentons tout d'abord les résultats expérimentaux de l'optimisation des préchambres utilisées, les diagrammes de marche obtenus par le système de diagnostic complet, puis l'analyse du comportement de la flamme lors de sa propagation dans le tube.

IV.A Résultats Expérimentaux

IV.A.1 Optimisation du système de préchambre

Les études précédentes menées au laboratoire sur la TDD du mélange stoechiométrique $H_2+0,5(O_2+\beta N_2)$ avec différentes dilutions en azote (Ouarti 2001) ont montré que la transition ne s'effectuait pas à la pression atmosphérique sur un tube de 600 mm de longueur (correspondant à la section (1) décrite dans la partie précédente) pour des dilutions $\beta > 2$ quelque soit la longueur de la spire. Partant de ce constat, la TDD du mélange stoechiométrique H_2 -air ($\beta = 3,76$) ne peut s'effectuer dans ce système sans modification de sa géométrie. Nous avons alors installé une préchambre terminée par un obstacle de rapport de blocage élevé avant la section (1) qui contient une spirale de Shelkin sur toute sa longueur. L'obstacle est constitué d'une plaque percée d'un seul trou de diamètre variant de 3 à 17 mm, créant un rapport de blocage de 0,54 à 0,99. Les coquilles de la section (1) ont un diamètre $D = 16, 20$ et 26 mm. La méthode des traces est utilisée pour détecter si la TDD a eu lieu et obtenir l'information de longueur de transition L_{TDD} .

IV.A.1.a Etude à 1 préchambre

On observe que, quelque soit le rapport de blocage et quelque soit le diamètre des configurations considérées, la TDD semble se produire mais la détonation ne se maintient pas dans les tubes. Au cours de la propagation de la flamme, des structures cellulaires apparaissent en certains endroits du tube, de manière sporadique, mais elles ne perdurent jamais jusqu'à la fin du tube. De cette observation, nous avons déduit que la détonation ne s'établissait pas dans le tube pour une obstruction constituée d'un seul trou. Nous pouvons néanmoins déterminer quelle configuration géométrique conduit à la meilleure accélération de la flamme par l'installation d'un capteur de pression en fin de tube de manière à obtenir le

temps total de parcours de l'onde (de détonation ou de choc). A partir de ce temps total on calcule la célérité moyenne dans le tube ($V_{\text{moy}} = L_{\text{tot}}/t_{\text{tot}}$). Cette célérité est reportée en fonction des différentes configurations géométriques (rapport de blocage initial de la préchambre et diamètre D du tube) dans la Figure IV.1. Il apparaît alors que la célérité moyenne la plus élevée est obtenue pour une obstruction de $0,85 < RB < 0,92$ (correspondant au trou de diamètre autour de 9 mm) quelque soit le diamètre du tube, et comme les configurations géométriques (taille de tube, longueur et caractéristique de la spire..) sont les mêmes pour un diamètre donné, on en déduit que cet obstacle produit la meilleure accélération dans ce système.

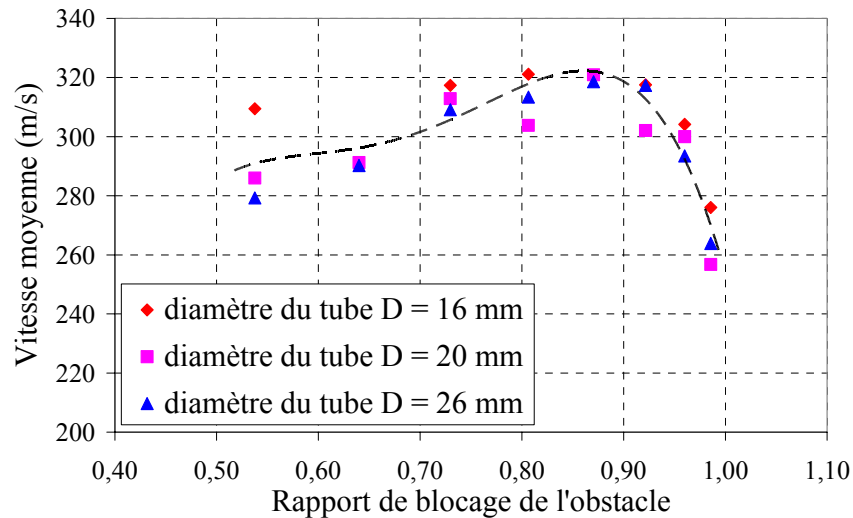


Figure IV.1 : Evolution de la célérité moyenne du choc précurseur dans le tube en fonction du rapport de blocage de la préchambre, H₂-air aux CNPT

Des obstacles différents ont été utilisés à l'extrémité de la préchambre, sous la forme d'une plaque percée de 3 ou 5 trous de 3 ou 4 mm (RB de 0,87 à 0,95). Nous avons alors observé des structures cellulaires répétitives le long de la spire, ceci uniquement pour le tube de D = 26 mm et la plaque percée de 3 trous, structures qui ne semblaient pas se pérenniser. Ouarti (2001) a observé que lorsque la longueur de spire variait alors L_{TDD} variait aussi (pour $\beta = 2$). Elle en a déduit qu'il existait une longueur de spire optimum pour obtenir la transition la plus courte. Nous avons alors décidé de réduire la longueur de la spire et nous avons observé en fin de spire l'apparition de la TDD.

D (mm)	d (mm)	S (mm)	$RB = 1 - \left(\frac{d}{D}\right)^2$	$\frac{L}{7} = \frac{D + S}{14 \cdot (1 - d/D)}$
16	12	16	0,43	9,1
20	14	20	0,51	9,5
26	18	26	0,52	12,1

Tableau IV.1 : Caractéristiques géométriques (dimensions, rapport de blocage RB) des spirales de Shelkin et calcul de la valeur L/7 du critère d'existence défini par Dorofeev et al. (2000)

Si on considère l'existence de la détonation pour le mélange H₂-air ($\lambda \sim 10$ mm) dans les 3 différents diamètres munis d'obstacles répétitifs, le Tableau IV.1 montre que pour le critère de Peraldi et al. (1986) ($\lambda < d$) les 3 tubes conviennent. Pour le critère de Dorofeev ($L/7 > \lambda$) seul le tube de diamètre 26 mm vérifie strictement le critère, c'est donc ce diamètre qui est le plus favorable pour observer la détonation. Le tube de $D = 26$ mm a alors été choisi pour continuer l'étude.

IV.A.1.b Etude à 2 préchambres

Pour optimiser la TDD nous avons installé une seconde préchambre en début de tube. L'obstacle de la première préchambre a été fixé à une plaque munie d'un seul trou de diamètre 9 mm (RB = 0,87, correspondant à la meilleure accélération observée sur le montage précédent, cf. Figure IV.1). La seconde préchambre a été munie d'une plaque percée par 2 à 4 trous de diamètre variant de 3 à 5 mm soit un RB variant de 0,85 à 0,97. Nous avons alors étudié 2 longueurs de spire différentes, 22 et 33 cm.

Pour la spire de 33 cm, quelque soit le rapport de blocage de la seconde préchambre, on observe toujours l'apparition de structures cellulaires sur la paroi du tube, et donc la TDD, autour de 40 cm, cf. Figure IV.2. Par contre, le calcul du temps de transition (t_{TDD}) permet de montrer que plus ce rapport de blocage est petit, plus t_{TDD} diminue (pour les obstructions étudiées), cf. Figure IV.3.

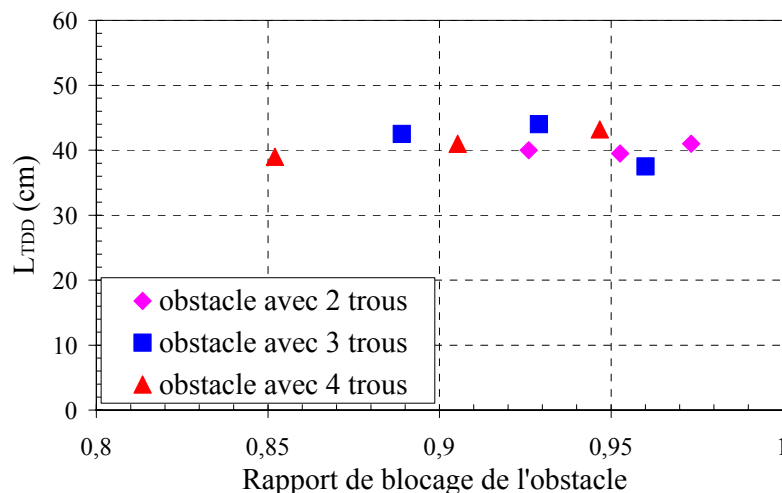


Figure IV.2 : Evolution de L_{TDD} en fonction du rapport de blocage de la seconde préchambre H₂-air aux CNPT

Nous avons observé que, quelque soit la configuration utilisée pour l'obstruction des préchambres 1 et 2 (en variant le nombre et le diamètre des trous pour les 2 plaques), si une spire de 22 cm est utilisée dans le système alors on n'obtient jamais de TDD dans le tube de 600 mm de long. Ceci indique clairement que s'il existe une longueur optimum de spire pour le mélange H₂-air, alors elle doit impérativement être plus longue que 22 cm.

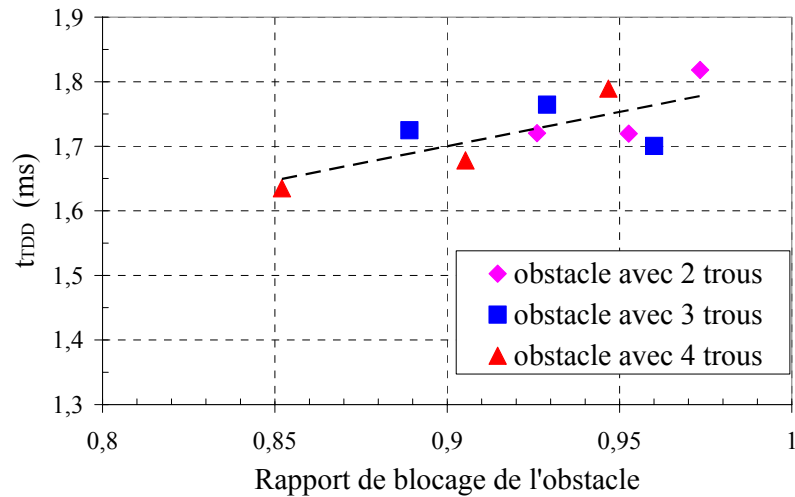


Figure IV.3 : Evolution de t_{TDD} en fonction du rapport de blocage de la seconde préchambre H_2 -air aux CNPT

Ce comportement met en évidence deux points importants dans notre système :

- D'une part, à partir d'une taille minimum, la longueur de la spire semble n'avoir d'influence que sur la distance pour laquelle on peut obtenir la transition (déjà observé par Ouarti 2001 pour une dilution $\beta = 2$ et par Strozzi 2003).
- D'autre part, le temps de transition est influencé surtout par les préchambres et les rapports de blocage utilisés. En effet, avec une spire de 33 cm, la TDD a été observée aussi pour 1 seule préchambre terminée par une plaque portant 4 trous. Dans ce cas $L_{TDD} = 40$ cm (pris à partir du point d'allumage) et $t_{TDD} = 1,72$ ms. On voit alors que ce temps est plus important que dans la configuration à 2 préchambres.

On peut conclure de ces observations que la seconde préchambre réduit t_{TDD} et que la spire réduit L_{TDD} .

Les résultats obtenus par Smirnov et al. (1995) semblent montrer que, en ce qui concerne l'effet de RB important sur l'accélération de flamme, le nombre optimum de préchambre soit de 2. De ce fait, nous avons fixé la configuration du tube comme suit :

- Pour la première préchambre, la plaque percée d'un trou avec un diamètre de 9 mm, soit un RB de 0,87, qui représente le meilleur effet d'accélération (cf. Figure IV.1),
- Pour la seconde préchambre, la plaque percée de 4 trous de 5 mm, qui représente la configuration optimum en temps (cf. Figure IV.3), soit un RB de 0,85,
- Le diamètre interne du tube a été fixé à 26 mm puisque c'est le seul pour lequel nous avons observé la TDD,
- Une spire de caractéristiques adaptées (RB $\sim 0,5$ et de pas égal au diamètre) a été utilisée, sa longueur variant de 11 à 33 cm.

IV.A.2 Accélération de flamme dans le tube

Lors d'un tir nous enregistrons à la fois les signaux de pression et des fibres optiques que nous mettons en forme de manière à observer l'évolution en fonction du temps de la position du choc, créé par l'accélération de flamme, et de la flamme par l'enregistrement de l'intensité de la lumière émise par la zone réactive. A partir de ces enregistrements, on peut déterminer le diagramme de marche de l'onde de choc de tête ainsi que celui de la flamme en supposant que l'onde (ou la flamme) arrive à l'abscisse du capteur quand ce dernier connaît une augmentation significative de pression (ou de l'intensité lumineuse).

IV.A.2.a Enregistrements de pression et d'intensité lumineuse

Nous donnons sur la Figure IV.4 un exemple d'enregistrements de pression et d'intensité lumineuse obtenu au cours d'un tir. Les enregistrements de pression montrent que l'accélération de la flamme dans le tube conduit à créer rapidement une onde de choc dans le tube, en moyenne dès le second capteur situé à 16 cm du point d'allumage. L'arrivée de l'onde de choc sur le capteur donne une variation brutale du signal de pression. Cette augmentation abrupte est très facilement mesurable et on peut reporter le temps d'arrivée de l'onde de choc aux différentes positions des capteurs en fonction du temps. On obtient alors un diagramme de marche de l'onde de choc dans le tube. On détermine la célérité locale de l'onde de choc par la mesure de la pente de la courbe entre 2 capteurs.

Les fibres optiques ne connaissent pas la même variation de l'intensité lumineuse en fonction de l'abscisse de la fibre. Pour les premiers capteurs cela s'explique par le fait que la combustion n'est pas suffisamment intense pour émettre beaucoup de lumière et que le front de flamme peut être étiré (et donc l'intensité maximum retardée). Une fois un certain régime turbulent de combustion atteint (ou un régime de détonation) la montée du signal est beaucoup plus brutale, mais la pente des variations n'est pas la même selon les fibres. Ceci s'explique par des différences de positionnement et de qualité des fibres insérées dans le tube ou des variations entre la sensibilité des photodiodes. L'information qui nous intéressait par l'introduction de ces fibres étant uniquement le temps d'arrivée de la flamme à l'abscisse, nous n'avons pas effectué de test complémentaire pour calibrer les fibres les unes par rapport aux autres. Néanmoins il est devenu évident que lors des tirs successifs la chaleur des gaz brûlés avait tendance à changer les caractéristiques optiques de la fibre plastique, et à rendre le signal de moins en moins exploitable. Il était nécessaire de couper une certaine longueur de fibre à chaque essai.

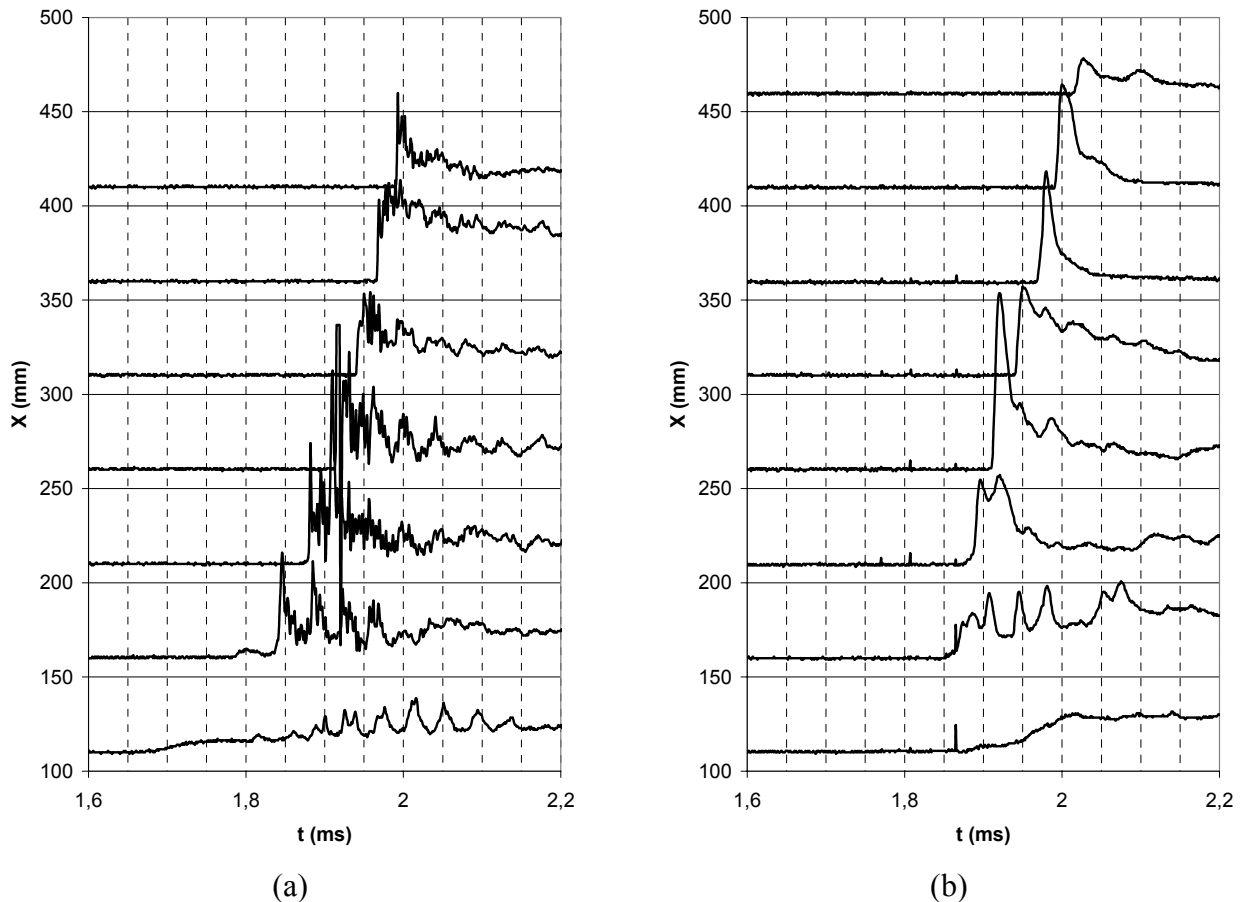


Figure IV.4 : Exemple d'enregistrement pour le mélange $C_3H_8 + 5 O_2 + 8,75 N_2$ de
 (a) signaux de pression, (b) fibre optique

IV.A.2.b Diagrammes de Marche

Les diagrammes de marche obtenus à partir des signaux de pression pour les différents mélanges utilisés sont reportés sur les Figure IV.5 à Figure IV.8. Nous voyons sur ces diagrammes que les tirs sont assez reproductibles, malgré une dispersion apparente en temps. Cette dispersion est plus importante pour les mélanges à base de C_3H_8 et C_2H_4 ($\sim 0,2$ ms) que pour les mélanges à base de CH_4 et H_2 ($< 0,1$ ms). On peut expliquer cette dispersion par la différence de célérité laminaire de flamme : dans la première préchambre la propagation est laminaire pour tous les mélanges donc plus lente pour les mélanges avec C_3H_8 et C_2H_4 que pour ceux avec CH_4 et H_2 . Pour H_2 et CH_4 , la moindre perturbation initiale est rapidement amplifiée et conduit à un régime de propagation turbulent. Pour C_3H_8 et C_2H_4 la première phase est plus longue, l'effet d'une perturbation initiale sur l'accélération favorisera beaucoup la TDD, ce qui se traduit par une dispersion dans les résultats plus importante pour ces mélanges.

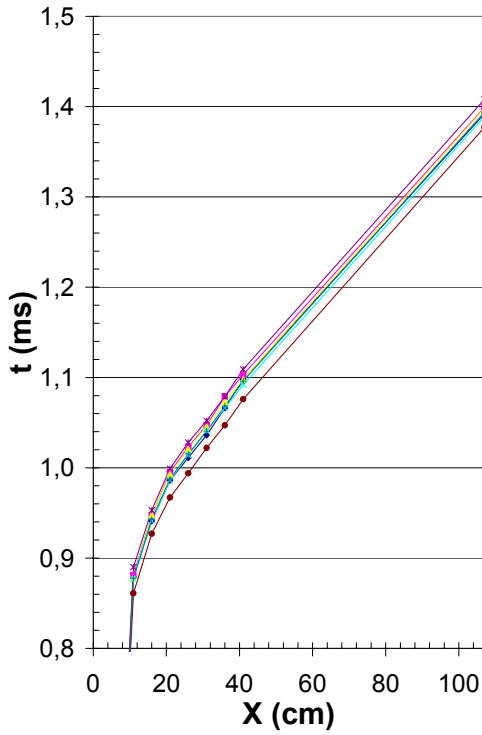


Figure IV.5 : Diagramme de marche du choc de tête pour $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2 + 1,5\text{N}_2$

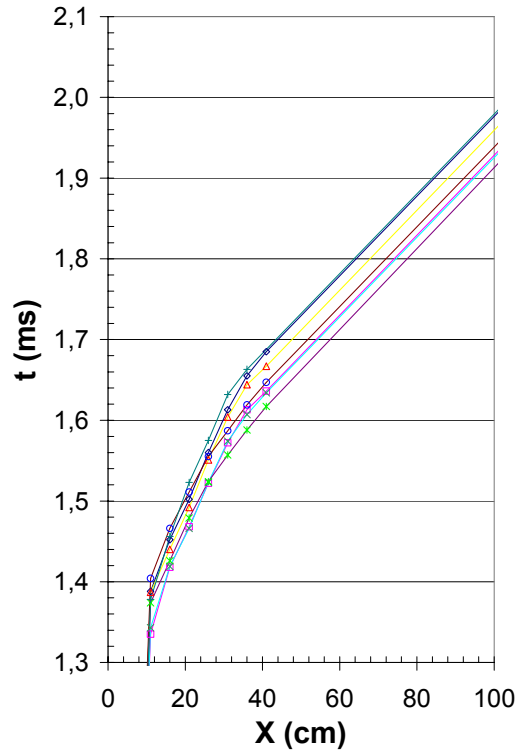


Figure IV.6 : Diagramme de marche du choc de tête pour $\text{H}_2 + 0,5\text{O}_2 + 1,881\text{N}_2$

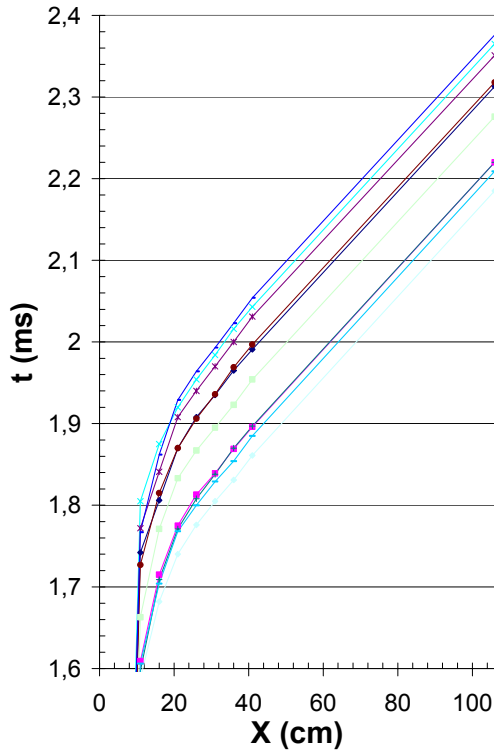


Figure IV.7 : Diagramme de marche du choc de tête pour $\text{C}_3\text{H}_8 + 5\text{O}_2 + 8,75\text{N}_2$

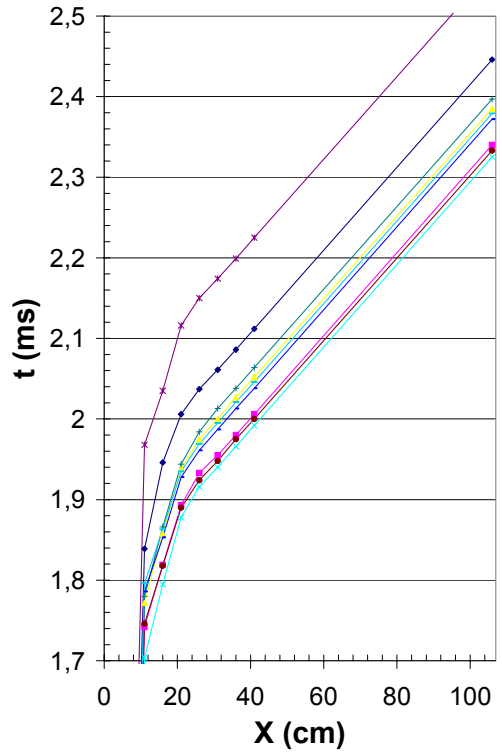


Figure IV.8 : diagramme de marche du choc de tête pour $\text{C}_2\text{H}_4 + 3\text{O}_2 + 7,5\text{N}_2$

On peut effectuer le même travail pour les signaux obtenus par les fibres optiques. Si on place le diagramme de marche moyen de l'onde de choc (en noire) et de la flamme (en rouge) on obtient les Figure IV.9 à Figure IV.12.

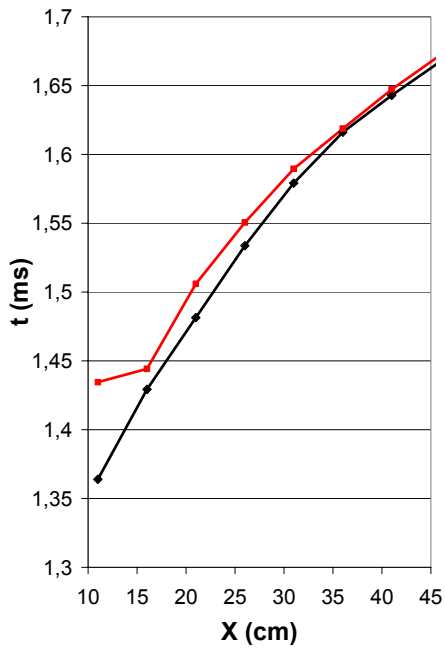


Figure IV.9 : Comparaison diagramme de marche moyen pour les fibres optiques et les capteurs de pression pour $H_2 + 0,5 O_2 + 1,881 N_2$

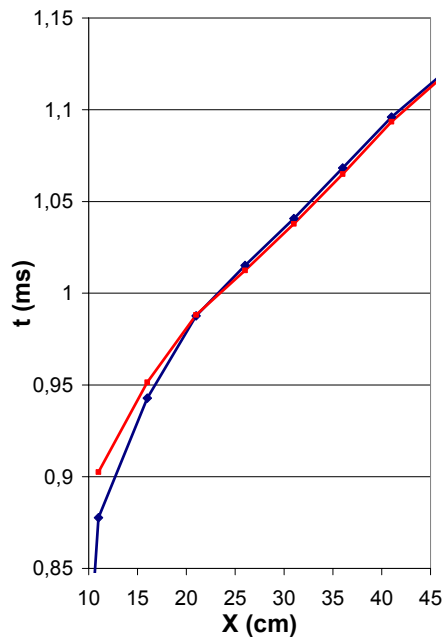


Figure IV.10 : Comparaison diagramme de marche moyen pour les fibres optiques et les capteurs de pression pour $CH_4 + 2 O_2 + 1,5 N_2$

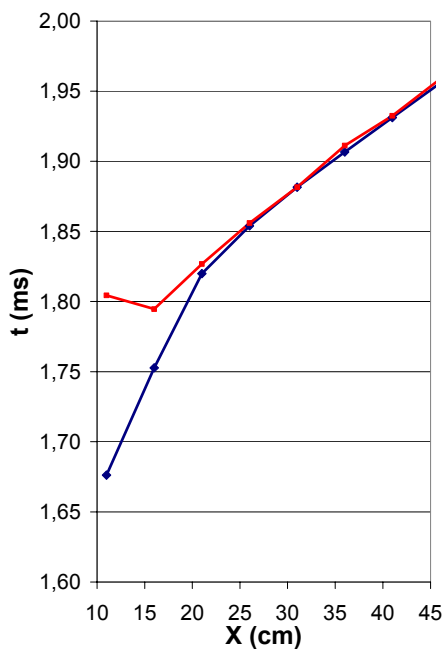


Figure IV.11 : Comparaison diagramme de marche moyen pour les fibres optiques et les capteurs de pression pour $C_3H_8 + 5 O_2 + 8,75 N_2$

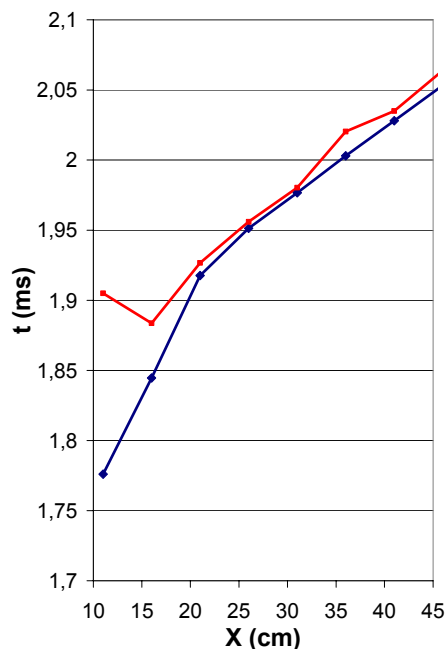


Figure IV.12 : Comparaison diagramme de marche moyen pour les fibres optiques et les capteurs de pression pour $C_2H_4 + 3 O_2 + 7,5 N_2$

Le même comportement est observé pour les différents mélanges. La flamme est tout d'abord assez éloignée de l'onde de choc, puis au cours de la propagation le rapprochement des deux fronts est observé. L'écart se réduit jusqu'à la transition en détonation où nous observons une évolution identique des deux fronts. Au niveau du premier capteur (à 11 cm du point d'allumage) la flamme est très éloignée de l'onde de choc car le système choc – flamme n'a pas encore été formé, excepté pour le mélange contenant du CH_4 qui possède une vitesse fondamentale de flamme suffisamment élevée pour créer rapidement l'onde de choc de tête. Dès le second capteur (16 cm de l'allumage) on note que la zone de réaction est beaucoup plus proche de l'onde de choc de tête où est située derrière les systèmes complexes de réflexion d'onde de choc sur la spire, le système choc – flamme est donc en place. Ce système perdure jusqu'à ce que l'auto explosion du mélange ait lieu dans le tube, créant une détonation ou le front de flamme et l'onde de choc ne peuvent plus être dissociés et avancent de façon identique dans le tube. On observe alors un décalage de l'ordre de $2 \mu\text{s}$ entre les deux fronts (ce qui correspond au temps de réponse des photodiodes). Cette représentation de la propagation du système choc – flamme nous permet une explication 1D du phénomène de TDD qui est évidemment beaucoup plus complexe.

Nous observons des comportements particuliers selon les mélanges utilisés. Le mélange H_2 -air connaît une très longue période (comparé aux hydrocarbures utilisés) de propagation de choc – flamme avant sa transition en détonation. Ce comportement est lié aux conditions thermodynamiques derrière l'onde de choc (pression P_c et température T_c) qui sont moins élevées dans le cas des mélanges avec l'hydrogène que celles des hydrocarbures. Un autre comportement est le décollement de la flamme au niveau du 6^{ème} capteur pour les mélanges $\text{C}_3\text{H}_8 + 5\text{O}_2 + 8,75\text{N}_2$ et $\text{C}_2\text{H}_4 + 3\text{O}_2 + 7,5\text{N}_2$, cet écart n'est pas explicable car si l'on regarde la célérité de l'onde avant elle est proche de D_{CJ} laissant penser que la détonation existe, alors un écart signifierait la destruction de la détonation. Cet écart peut être dû à une déviation du système de mesure (c'est-à-dire photodiode avec un temps de réponse légèrement plus long que les autres) ou positionnement de la spire juste avant la fibre optique qui génère une divergence dans l'écoulement et donc localement une période de découplage entre le choc et la zone réactionnelle.

L'analyse de ces diagrammes de marches du choc dans le processus de TDD nous donne une première estimation de la longueur de la transition déflagration détonation pour les différents mélanges étudiés. Le mélange H_2 -air semble transiter autour de 36 cm après le point d'allumage. Le mélange contenant le CH_4 transite le plus rapidement autour de 21 cm. Les mélanges contenant du propane et de l'éthylène semblent quant à eux transiter entre 21 et 26 cm de l'allumage. Cette méthode est utilisée pour confirmer la création de la détonation par l'obtention de signaux montrant une montée brutale. Les résultats obtenus sont cohérents avec les mesures de longueur de transition que nous effectuons à partir des diagrammes de célérités du choc en fonction de l'abscisse.

IV.A.3 Diagramme de célérité locale en fonction de l'abscisse

A partir des temps d'arrivée de l'onde de choc à la position des différents capteurs, nous avons calculé la célérité moyenne de l'onde entre deux capteurs et reporté cette célérité en fonction de l'abscisse moyenne entre les capteurs ($x = 0$ mm correspondant à la position de l'allumage). Nous obtenons donc 7 points de célérité instantanée sur 500 mm (les 6 premiers par les 7 capteurs de pression et le dernier par le signal de la détonation arrivant sur la 8^{ème} fibre optique). Le dernier point (à 76 cm) est obtenu en faisant la moyenne entre le temps d'arrivée sur le fond fermé et le dernier capteur de la section de mesure.

On peut voir sur les Figure IV.13 à Figure IV.16 que les tirs sont reproductibles en célérité locale, avec un écart parfois important entre les valeurs pour les célérités élevées, mais ils sont très cohérents pour la localisation de la transition en détonation pour les différents mélanges utilisés, représentée par un saut brutal vers des célérités de l'ordre de 2000 m/s. Pour le mélange H₂-air, le profil moyen de célérité instantanée au cours de la propagation (en rouge) représente bien l'évolution de la plupart des tirs effectués, bien que certains admettent une transition en détonation légèrement plus rapide que les autres.

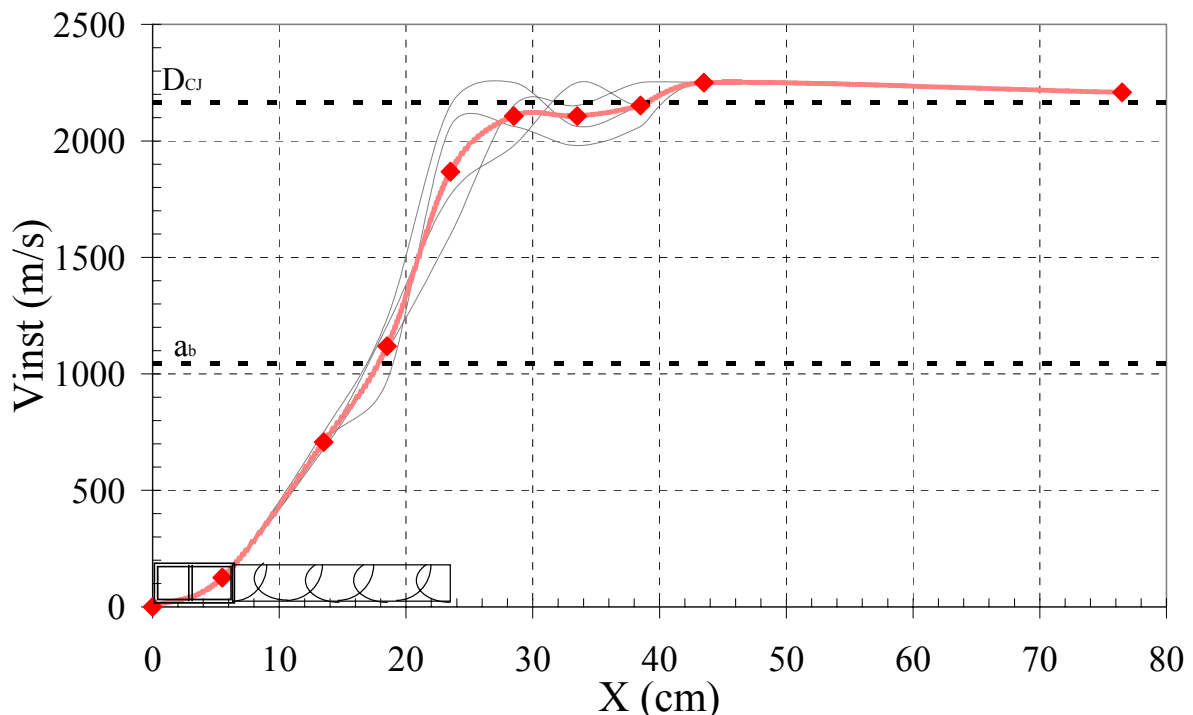


Figure IV.13 : Célérité de l'onde de choc de tête le long du tube pour $CH_4 + 2O_2 + 1,5N_2$ avec une spire de 17 cm

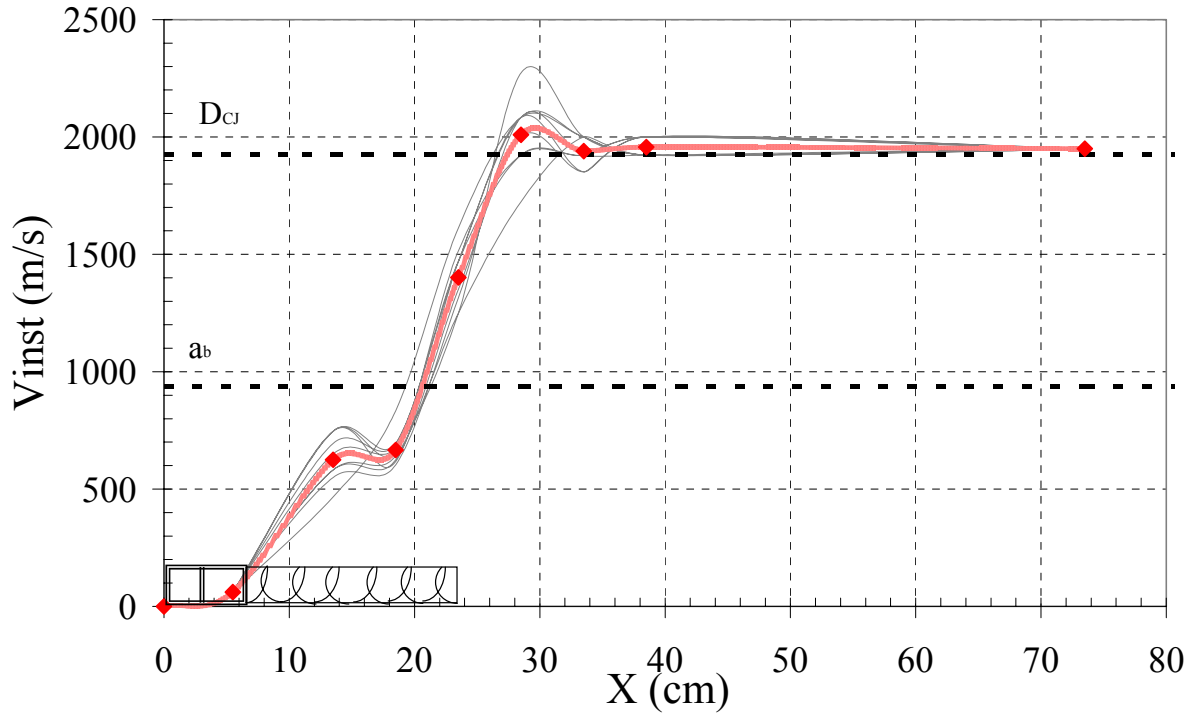


Figure IV.14 : Célérité de l'onde de choc de tête le long du tube pour $C_2H_4 + 3O_2 + 7,5N_2$ avec une spire de 17 cm

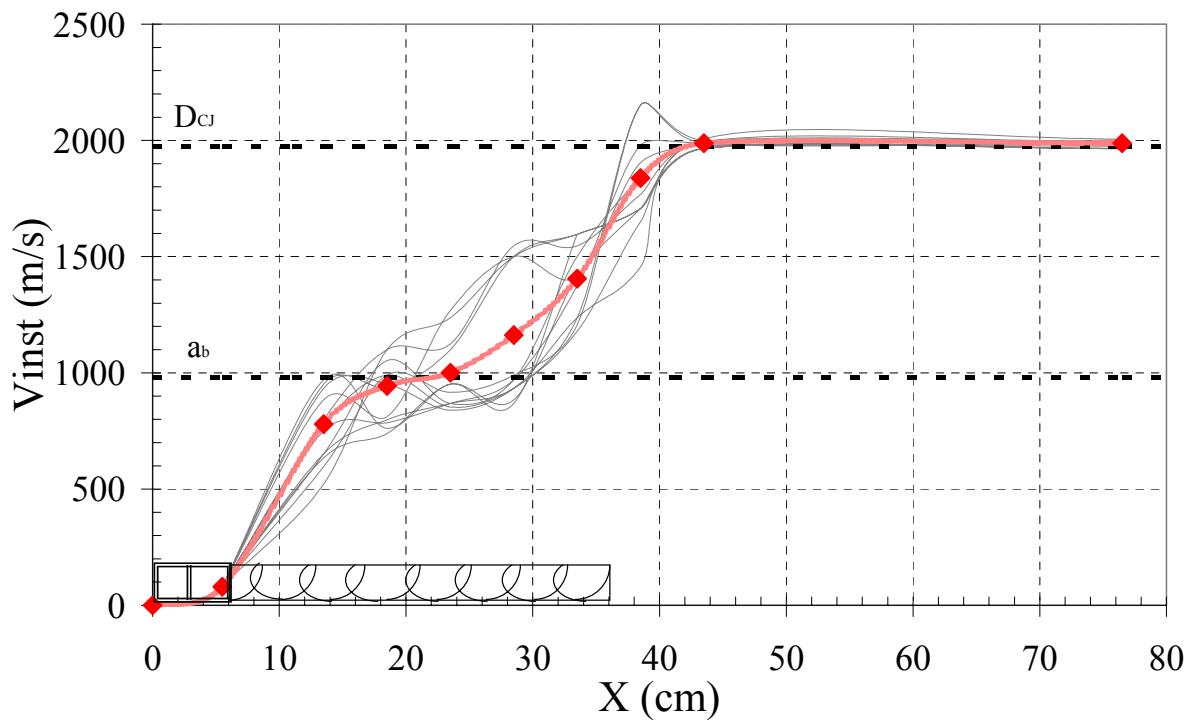


Figure IV.15 : Célérité de l'onde de choc de tête le long du tube pour H_2 -air avec une spire de 30 cm

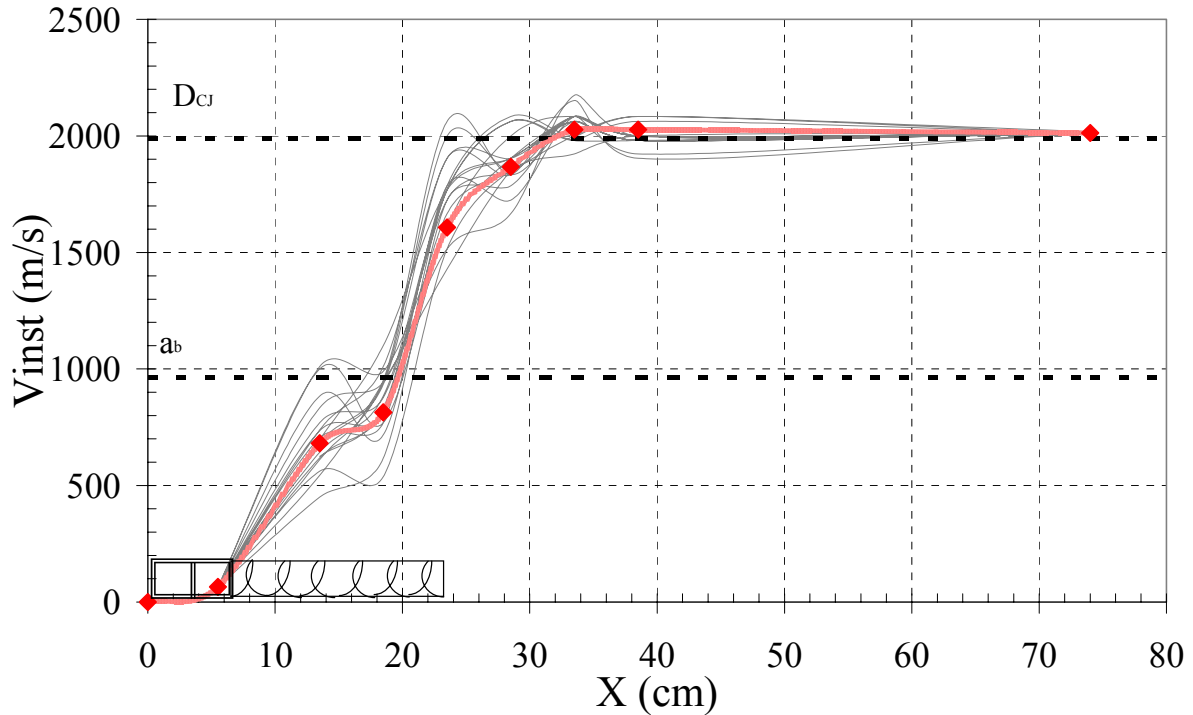


Figure IV.16 : Célérité de l'onde de choc de tête le long du tube pour $C_3H_8 + 5O_2 + 8,75N_2$ avec une spire de 17 cm

IV.A.4 Effet de la spire sur la TDD

Lors des essais, la réduction de la longueur de la spire nous a permis de voir apparaître la détonation dans le tube (trace de cellules sur les coquilles). Nous avons donc cherché à déterminer la longueur de spire minimum nécessaire pour l'apparition de la détonation dans le tube. Cette longueur minimum dépend du mélange réactif. Nous avons réussi à obtenir une détonation dans le mélange H_2 -air jusqu'à une longueur de spire de 27 cm (échec à 25 cm), pour le mélange $C_3H_8 + 5O_2 + 8,75N_2$, elle devait être au moins de 17 cm (échec à 14 cm) et pour les mélanges $CH_4 + 2O_2 + 1,5N_2$ et $C_2H_4 + 3O_2 + 7,5N_2$ la transition a été observée jusqu'à 14 cm (échec observé à 11 cm).

Des essais ont été effectués avec des obstacles de type plaques percées de $RB = 0,52$ répartis régulièrement espacés d'un diamètre le long du tube. Nous n'avons observé aucune transition dans les mélanges H_2 -air, $C_3H_8 + 5O_2 + 8,75N_2$ et $C_2H_4 + 3O_2 + 7,5N_2$ pour des longueurs de section d'obstacle de 20 et 30 cm. Nous expliquons ce résultat par la mise en œuvre de ces obstacles qui nécessitent des barres de soutien tout le long de la section. Ces barres, bien que fines, perturbent la TDD et rend ce système d'obstacles moins intéressant.

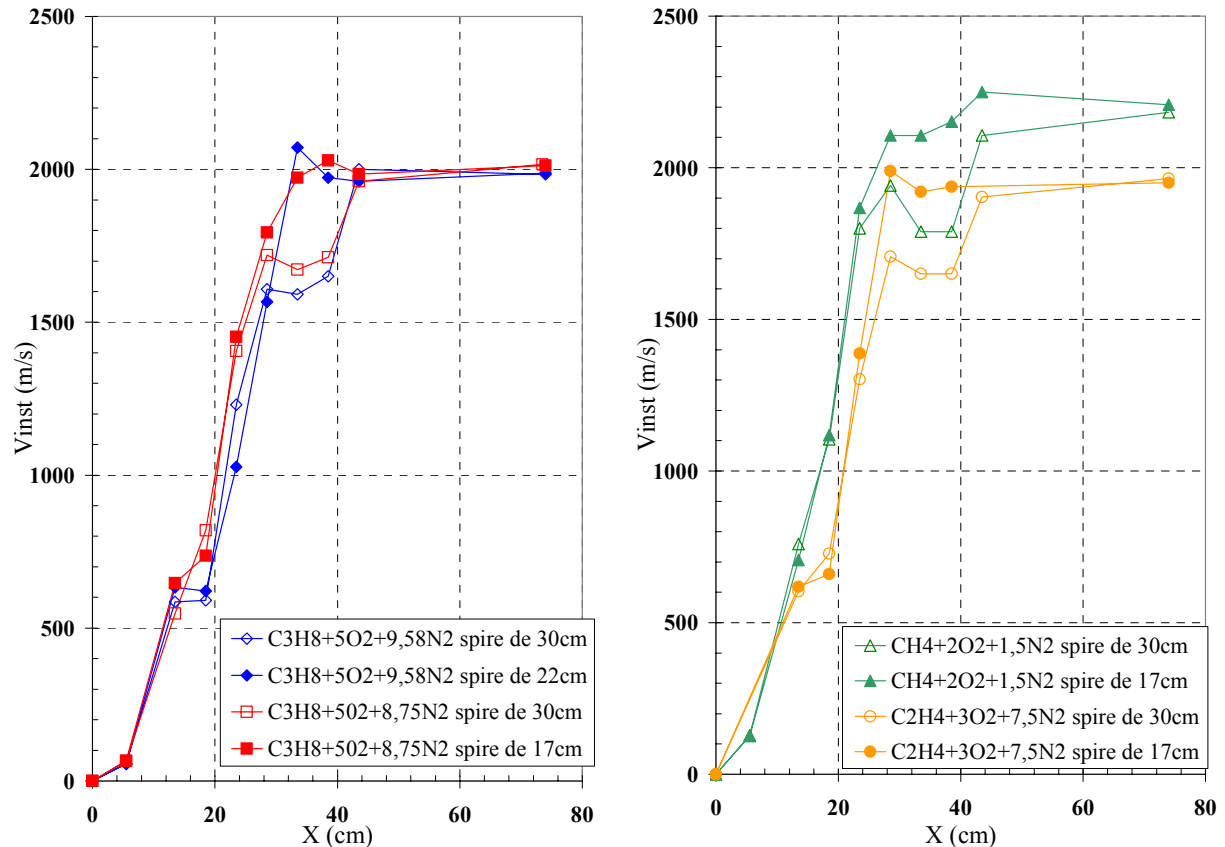


Figure IV.17 : Evolution de la célérité moyenne de l'onde de choc dans le tube pour différentes longueurs de spire

Nous avons alors effectué des tirs avec la section de mesure (2) de manière à voir l'évolution de la célérité du choc dans le cas d'une spire plus longue que nécessaire. Les graphes de la Figure IV.17 sont obtenus avec des longueurs différentes de spire : soit 17 ou 22 cm, soit 30 cm. On observe que la transition en détonation, marquée par le saut brutal de la célérité d'environ 1000 m/s à 2000 m/s, est obtenue, pour un mélange donné, à la même abscisse. La seule différence entre les tirs est la célérité de la détonation dans les spires qui reste inférieure à la célérité D_{CJ} . On remarque que cette célérité est de ordre de 85% D_{CJ} (cf. Tableau IV.2). On observe alors dans les spires une quasi détonation qui est le résultat de l'obstruction de la détonation par la spire. La spire ayant toujours les mêmes caractéristiques géométriques d'un tir sur l'autre, elle influence la détonation de la même façon. Il est donc normal de constater que la célérité de propagation de la quasi détonation est toujours de 85% D_{CJ} quelque soit le mélange (étant donné que ces mélanges présentent une taille de cellule équivalente de l'ordre de $\lambda \sim 10$ mm), soit une perte d'énergie de l'ordre de 30% par rapport à la propagation sans obstacle. Ce résultat serait différent avec des systèmes de tailles de cellule plus petites (plus le rapport d/λ augmente plus l'écart avec D_{CJ} théorique diminue)

IV.A.5 L_{TDD} et t_{TDD}

A partir des résultats de l'évolution de la célérité du choc de tête dans le tube contenant des spires de longueurs différentes, nous avons défini un critère pour mesurer L_{TDD} . Nous avons imposé une longueur de spire suffisante dans le tube pour permettre la TDD (légèrement au dessus de la valeur limite) pour chaque mélange et après avoir effectué au moins 7 tirs, nous calculons la moyenne des temps d'arrivée sur chaque capteur. A partir de cette moyenne, nous obtenons le diagramme de marche ainsi que l'évolution de célérité locale en fonction de l'abscisse. Nous repérons sur la courbe de l'évolution de la célérité locale de l'onde de choc en fonction de l'abscisse la TDD comme le lieu où l'onde admet une célérité de 85% D_{CJ} . On mesure alors L_{TDD} et en la reportant sur le diagramme de marche moyen on obtient t_{TDD} . Les résultats pour nos mélanges sont reportés dans le Tableau IV.2. De manière à vérifier que le fond fermé du tube (situé à l'abscisse $x = 1070$ mm) n'intervient pas dans la formation de la détonation (par la réflexion d'ondes de compression qui interagiraient avec la flamme turbulente) nous avons calculé le temps mis par cette onde pour atteindre le fond (L_{tot}/a_0). Etant donné que la TDD intervient toujours avant que la première onde de compression n'atteigne le fond (cf. Tableau IV.2), nous considérons que le fond fermé du tube n'intervient pas sur le phénomène de TDD.

Mélange	L_{TDD} (mm)	t_{TDD} (ms)	D_{CJ} (m/s)	D_{spire} (m/s)	D_{spire}/D_{CJ}	a_0 (m/s)	L_{tot}/a_0 (ms)
$H_2 + 0,5O_2 + 1,881N_2$	366	1,62	1972	1650	0,836	404	2,65
$H_2 + 0,5O_2 + 1,96N_2$	393	1,68	1957	*	*	402	2,66
$C_3H_8 + 5O_2 + 8,75N_2$	250	1,84	1987	1701	0,856	328	3,26
$C_3H_8 + 5O_2 + 9,58N_2$	284	2,22	1968	1616	0,821	329	3,25
$C_2H_4 + 3O_2 + 7,5N_2$	278	1,98	1927	1669	0,866	340	3,15
$CH_4 + 2O_2 + 1,5N_2$	235	1,00	2164	1829	0,845	351	3,05

Tableau IV.2 : Longueur et temps de transition (L_{TDD} et t_{TDD}), célérité de détonation théorique et mesurée dans la spire (D_{CJ} et D_{spire}) et leur rapport, célérité du son dans le mélange au repos (a_0) et temps nécessaire aux ondes de pré-compression pour atteindre le fond fermé (L_{tot}/a_0).

De manière à vérifier l'influence de l'introduction des préchambres avant le tube, nous avons effectué des mesures d'accélération de flamme dans un tube sans préchambre à l'aide de la section de mesure (2) pour le mélange H_2 -air. Les résultats, moyenne sur plusieurs tirs avec la section (2) commençant juste après l'allumage (en $x = 0$) ou $x = 15$ cm, sont indiqués sur la Figure IV.18.

On observe que, l'on introduise ou pas de préchambre, la position de la transition se situe à la même distance de l'allumage. On en déduit que l'effet de jet créé par les forts rapports de blocage des préchambres n'influe pas sur la distance nécessaire pour obtenir la TDD dans la section avec obstacle. Néanmoins, on observe que l'accélération de flamme est fortement influencée par la présence des préchambres : la distance nécessaire pour atteindre le

régime de blocage thermique (« choking ») est alors quasiment doublée. Elle passe de 20 cm à 35 cm pour un montage sans préchambre. Le plateau observé pour obtenir la TDD sur la Figure IV.15 pour le mélange H₂-air peut donc expliquer le manque d'influence apparente des préchambres sur la TDD. Les autres mélanges réactifs transitent en détonation dès que le régime de blocage est atteint. L'absence de préchambres pourrait augmenter la distance nécessaire pour obtenir le régime de « choking » et alors augmenter L_{TDD} , mais la démonstration expérimentale n'a pas été effectuée.

L'influence du système de préchambre sur la TDD est cependant visible sur le temps de transition t_{TDD} . En effet, même si la TDD est observée au même endroit dans le tube, la différence d'accélération entre les 2 systèmes induit une différence notable en temps : on mesure en moyenne $t_{TDD} \sim 2$ ms pour le système sans préchambre soit une différence de 25% par rapport au cas avec préchambres (cf. Tableau IV.2). L'amélioration de la transition par la présence de ces préchambres est alors montrée. Cette observation correspond aux résultats de Higgins et al. (2001) qui indiquait que l'installation d'une préchambre de combustion juste après l'initiation permettait de réduire le temps d'apparition de la flamme turbulente et donc de réduire t_{TDD} , sans influence notable sur L_{TDD} .

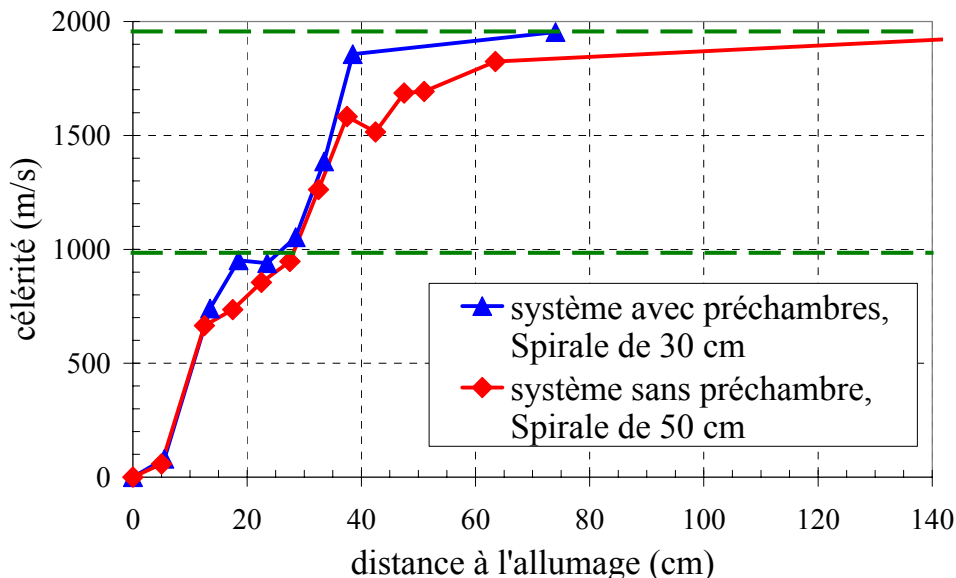


Figure IV.18 : Comparaison de l'accélération de l'onde de choc précurseur dans les systèmes avec et sans préchambres pour H₂-air aux CNPT

IV.B Exploitation des Résultats

IV.B.1 Evolution de la flamme dans les préchambres

A partir des observations effectuées, nous pouvons décrire l'évolution de la flamme dans le système de préchambre et dans le tube. L'utilisation de mélanges possédant des

caractéristiques thermodynamiques différentes nous permet de mettre en avant l'influence de la géométrie utilisée sur le processus d'accélération et de distinguer les facteurs prépondérants contrôlant la transition en détonation.

IV.B.1.a Evolution de la flamme dans la 1^{ère} préchambre

La flamme est initiée sur le fond fermé de la préchambre et se propage vers l'orifice de communication avec la seconde préchambre. Cette propagation est tout d'abord laminaire. La vitesse laminaire de flamme est très lente ($V_{\text{laminaire}} = \alpha \cdot S_u$ de l'ordre de 10 m/s) comparée aux célérités atteintes dans le tube (proche de 600 m/s au niveau du premier capteur de pression situé à 11 cm de l'allumage jusqu'à des célérités de détonation établie de 1800 à 2000 m/s). De ce fait, il n'est pas surprenant d'observer que le temps d'arrivée au premier capteur représente au moins 80% du temps nécessaire pour la transition en détonation (cf. Figure IV.23). Ceci montre que le temps écoulé dans les préchambres est déterminant pour le temps de transition dans notre système.

Au cours de sa propagation la flamme se plisse et chasse les gaz frais devant elle et au travers de l'orifice de la plaque (de rapport de blocage $RB = 0,87$) terminant la première préchambre. Ainsi un jet de gaz frais pénètre dans la seconde préchambre par l'orifice de 9 mm de diamètre assurant un écoulement très turbulent créant certainement des grandes structures (de l'ordre du diamètre du trou) dans la seconde préchambre, avec un début de jet au travers des orifices (4 de 5 mm de diamètre) en communication avec le tube. La combustion dans cet écoulement turbulent est très rapide comparée à la combustion laminaire de la première chambre. De ce fait les temps longs sont essentiellement imputables à la combustion dans la première préchambre.

Les résultats obtenus montrent que plus la célérité fondamentale est élevée, plus le temps de transition est court (cf. Tableau IV.3). On peut alors comparer t_{TDD} avec le temps $t_{\text{préchambre}}$ qui représente le temps mis par une flamme laminaire pour parcourir la longueur d'une préchambre (30 mm). On peut rajouter à ces valeurs $t_{\text{préchambre}} = 0$ ms qui correspond à $V_{\text{laminaire}} \rightarrow \infty$, dans ce cas $t_{\text{TDD}} \rightarrow 0$ soit un établissement immédiat de la détonation dans le système. On s'aperçoit qu'il existe une linéarité entre ces 2 temps (cf. Figure IV.19). Ceci implique que la célérité laminaire est un facteur prépondérant sur le contrôle de la valeur de t_{TDD} . On en déduit que, dans notre système, la phase de flamme laminaire pénalise le temps de transition.

Mélanges	$V_{\text{laminaire}}$ (m/s)	$t_{\text{préchambre}}$ (ms)	t_{TDD} (ms)
$\text{C}_3\text{H}_8+5\text{O}_2+9,58\text{N}_2$	9,6	3,12	2,23
$\text{C}_2\text{H}_4+3\text{O}_2+7,5\text{N}_2$	10,0	2,99	1,98
$\text{C}_3\text{H}_8+5\text{O}_2+8,75\text{N}_2$	10,9	2,76	1,84
$\text{H}_2+0,5\text{O}_2+1,957\text{N}_2$	14,1	2,12	1,69
$\text{H}_2+0,5\text{O}_2+1,881\text{N}_2$	15,1	1,98	1,62
$\text{CH}_4+2\text{O}_2+1,5\text{N}_2$	22,4	1,34	1

Tableau IV.3 : Vitesse de flamme laminaire, $t_{\text{préchambre}}$ et t_{TDD} pour les mélanges étudiés

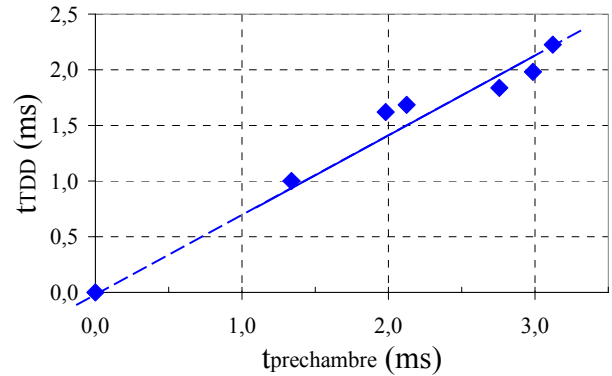


Figure IV.19 : t_{TDD} en fonction de $t_{\text{préchambre}}$

L'influence de la célérité de flamme laminaire sur t_{TDD} a été observée par Ouarti (2001) dans le même tube que celui utilisé pour cette étude (avec divers diamètres $D = 16 - 20$ et 26 mm) mais sans introduction de préchambre. Cette étude compare la vitesse de flamme laminaire pour 3 richesses différentes du mélange C_2H_2 -air ($r = 1 - 1,5$ et 2) et le temps de transition t_{TDD} (calculé en mesurant t_{total} en fin de tube et L_{TDD} par la méthode des traces et en supposant la célérité de détonation constante à partir de sa formation dans le tube). Il apparaît alors que le temps de t_{TDD} est d'autant plus faible que $V_{\text{laminaire}}$ est importante.

Si on compare t_{TDD} avec le temps mis par une flamme laminaire pour parcourir un diamètre de tube D ($t = D/V_{\text{laminaire}}$) alors on se rend compte qu'il existe aussi une proportionnalité (cf. Figure IV.20) indiquant une dépendance de la TDD à la célérité fondamentale de flamme et ceci sans préchambre. On en conclut que cette dépendance est intrinsèque au processus d'accélération de flamme.

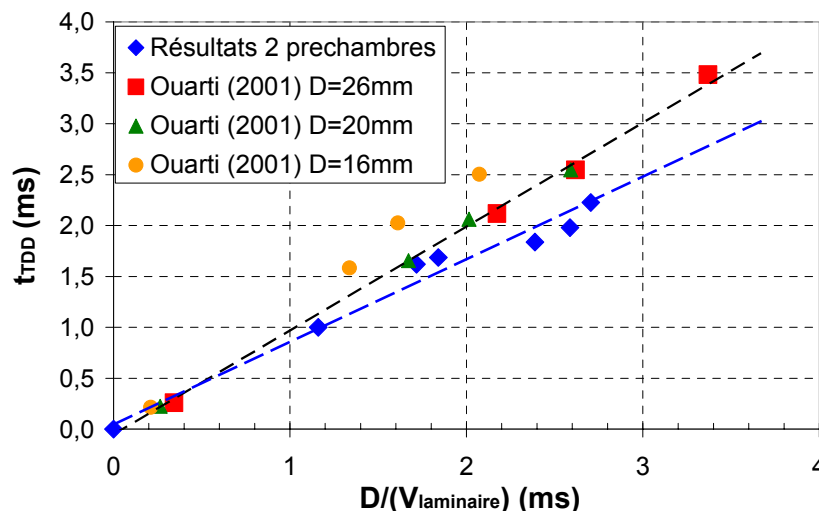


Figure IV.20 : Comparaison de t_{TDD} avec un temps caractéristique relié au diamètre du tube ($D/V_{\text{laminaire}}$) pour les systèmes avec 2 préchambres et sans préchambre (Ouarti 2001)

Si on compare l'évolution, avec et sans préchambre, de t_{TDD} en fonction de $D/V_{\text{laminaire}}$ (cf. Figure IV.20), il apparaît que la TDD s'effectue plus rapidement dans le système avec 2

préchambres. On obtient une diminution de l'ordre de 30% du temps de transition lorsque l'on introduit les préchambres (déterminé en comparant les pentes des tendances moyennes des 2 systèmes), cette valeur correspond à celle calculée pour le mélange H₂-air en IV.A.5 (de l'ordre de 25% de diminution). On peut alors affirmer que l'introduction de 2 préchambres terminées par de fort rapport de blocage ($RB > 0,85$) assure une transition déflagration détonation plus rapide quelque soit le mélange utilisé.

Dans l'objectif de réduire le temps de transition nous avons donc décidé de réduire le volume de la première préchambre pour observer son influence sur t_{TDD} . Nous avons modifié le tube en rajoutant à la section de mesure (1) un tube de 2000 mm et nous avons fixé la longueur de la spire à 33 cm juste après la plaque terminant la seconde préchambre. Un capteur de pression était installé sur le fond fermé pour mesurer le temps d'arrivée sur le fond du tube. Nous avons utilisé le mélange H₂-air aux CNPT. Les seuls paramètres que nous avons modifiés étaient le volume de la première préchambre (à l'aide d'inserts qui diminuent le diamètre interne de la préchambre) ainsi que la taille de l'orifice de communication (c'est-à-dire le rapport de blocage entre les préchambres). L'obstacle de la 2nde préchambre n'a pas été modifié, nous avons conservé la plaque perforée de 4 orifices de 5 mm de diamètre. Les résultats obtenus sont reportés dans le Tableau IV.4, D représente le diamètre modifié de la 1^{ère} préchambre, d le diamètre de l'orifice de l'obstacle, V_{prech}/V_{tot} représente le rapport entre le volume de la préchambre avec insert et celui sans insert. t_{TDD} est calculé à partir du temps d'arrivée sur le fond du tube en mesurant la longueur de transition grâce aux traces sur suies puis ce temps est adimensionné avec celui obtenu sans insert. Ces résultats montrent que l'on peut réduire le temps de transition de 20% si on diminue le diamètre de la première préchambre de 25 mm à 5 mm (cf. Figure IV.21). On ne trouve ces résultats que si le RB de la plaque n'est ni trop faible, alors la transition ne s'effectue pas, ni trop fort, dans ce cas le temps observé est plus important ; le rapport de blocage optimal semble être autour de 0,8. On retrouve alors ce que montraient les résultats pour 1 seule préchambre : le rapport de blocage optimal de l'orifice de l'obstacle pour l'accélération de flamme semblait être situé entre 0,8 et 0,9 (cf. Figure IV.1).

D	d	BR	t_{TDD} (ms)	V_{prech}/V_{tot}	t_{TDD}/t_{ref}
25	9	0,87	1,76	1	1
20	9	0,8	1,66	0,64	0,944
15	7	0,78	1,52	0,36	0,864
10	5	0,75	1,44	0,16	0,821
5	3	0,64	1,39	0,04	0,789

Tableau IV.4 : Evolution de t_{TDD} avec la diminution du volume de la 1^{ère} préchambre

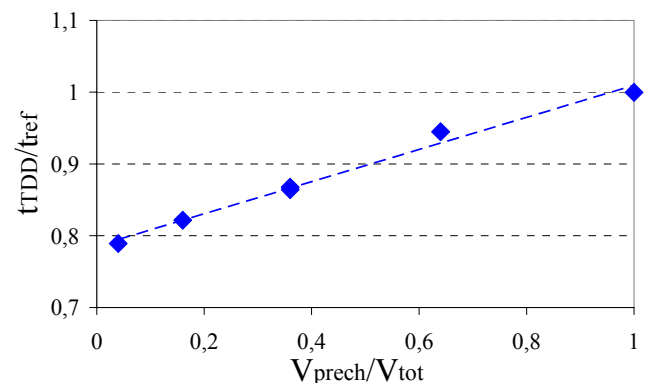


Figure IV.21: Evolution de t_{TDD} avec la diminution du volume de la préchambre

IV.B.1.b Evolution de la flamme dans la 2^{nde} préchambre

Un capteur de pression a été installé dans la 2^{nde} préchambre, pour enregistrer l'évolution de pression au cours de la propagation de la flamme dans les préchambres. Les signaux observés sont du type de ceux de la Figure IV.22. On observe tout d'abord une montée lente de pression puis une montée brutale du signal suivie d'une oscillation qui s'atténue puis la pression tend vers une valeur d'environ 8 bar pour le mélange réactif contenant CH₄ et de 5 bar pour celui contenant H₂.

L'oscillation de pression ressemble à la réponse d'un oscillateur acoustique soumis à un créneau de pression. En supposant que la seconde préchambre est remplie de produits de combustion à hautes températures ayant pour célérité du son a_b (la célérité du son dans les produits de combustion isobare) et que la chambre est équivalente à un résonateur plan monodimensionnel (un espace libre rempli de produits de combustion entre 2 murs infinis séparés par 30 mm), on calcule la fréquence fondamentale de résonance de la chambre par la formule :

$$f = \frac{a_b}{2 * L} \quad (\text{IV.1})$$

Si on compare la valeur du résonateur pour chaque mélange (cf. Tableau IV.5) on remarque que l'oscillation du signal dans la seconde préchambre correspond à 5% près à la valeur calculée (cf. Tableau IV.5). On en déduit que l'oscillation de pression observée sur le signal de la seconde préchambre (cf. Figure IV.24), n'est pas due à la combustion turbulente engendrée par la 1^{ère} préchambre, mais au retour de l'information de pression quand une onde de compression ou de choc se forme dans le tube.

Mélanges	Fréquence d'oscillation (Hz)	Fréquence de résonance acoustique (Hz)	Ecart absolu (%)
H ₂ +0,5O ₂ +1,881N ₂	18461	17594	4,9
C ₃ H ₈ +5O ₂ +8,75N ₂	17355	17537	1
C ₂ H ₄ +3O ₂ +7,5N ₂	18000	17040	5,6
CH ₄ +2O ₂ +1,5N ₂	19855	19187	3,5

Tableau IV.5 : Comparaison entre la fréquence d'oscillation observée dans la seconde préchambre et la résonance acoustique des gaz brûlés soumis à une onde de choc

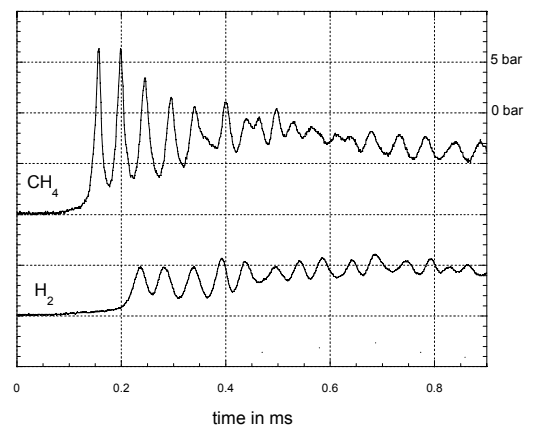


Figure IV.22 : Exemple de signaux de pression dans la seconde préchambre (t = 0 ms ne correspond pas au temps d'allumage)

On a observé que ce signal périodique apparaissait avant l'arrivée de l'onde de choc au niveau du premier capteur du tube situé à 5 cm de la sortie de la préchambre. Les jets chauds issus de la préchambre vont engendrer une flamme turbulente rapide créant une onde de choc. Quand l'information de compression revient au niveau du booster, elle se réfléchit sur la plaque percée et déclenche les oscillations observées.

IV.B.2 Accélération de la flamme dans le tube

La flamme est transmise dans le tube par son passage par l'obstacle de fort rapport de blocage de la 2nde préchambre. Ce passage crée 4 jets de flamme soit une démultiplication de la surface totale de la zone réactive. De plus la chasse préalable des gaz frais, par l'expansion des produits de combustion, a généré des structures tourbillonnaires derrière l'obstacle. Ces éléments conduisent à l'apparition instantanée d'une flamme turbulente qui se propage dans le milieu contenant la spire. La propagation rapide crée une onde de choc déjà visible sur le premier capteur de pression à 11 cm de l'allumage, qui se renforce au cours de la propagation. A cet instant, la célérité de l'onde est déjà d'au moins environ 600 m/s (cf. Figure IV.24 et Figure IV.23).

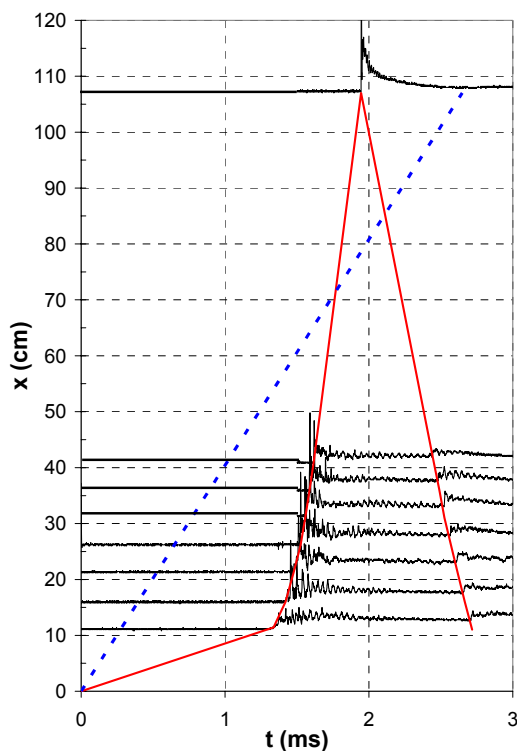


Figure IV.23 : Signaux de pression pour l'évolution du système choc – flamme dans le tube pour le mélange H₂-air avec une spire de 30 cm (diagramme de marche de l'onde de choc en rouge et première onde simple issue de l'initiation en pointillé)

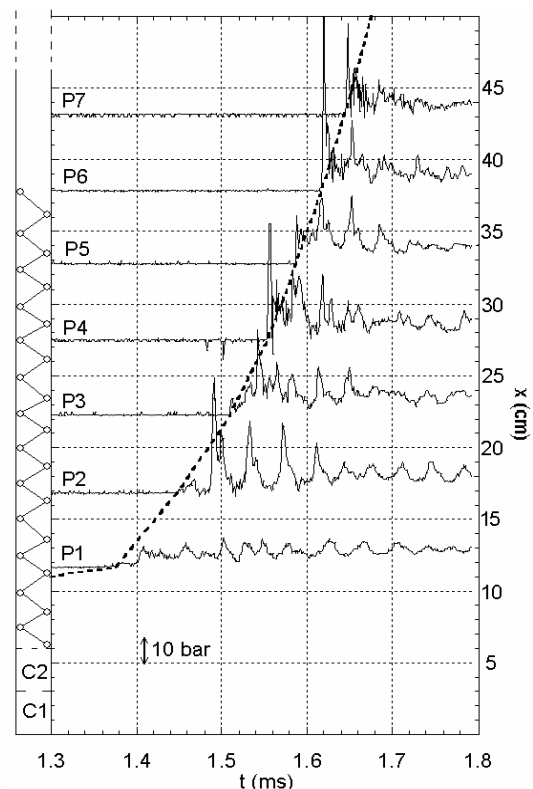


Figure IV.24 : diagramme t-x (zoom de la Figure IV.23, trajectoire du choc de tête en pointillé)

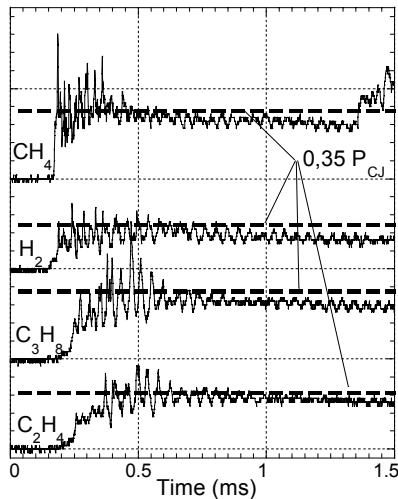


Figure IV.25 : Signaux de pression du premier capteur (situé à 11 cm de l'allumage) pour les différents mélanges utilisés ($t = 0$ s ne correspond pas au temps d'allumage)

En comparant les signaux obtenus sur le premier capteur de pression de la section (2) (cf. Figure IV.25) on observe de fortes oscillations de pression, après le passage de l'onde de choc de tête, résultants de l'interaction entre l'onde de choc et la spire qui en moyenne tendent vers une pression de l'ordre de $0,35 P_{CJ}$ pour chaque mélange. Ceci signifie que le passage dans les spires renforce la pression derrière le choc jusqu'à un niveau d'environ la pression de noyau de la détonation autonome et stationnaire CJ (définie dans l'annexe 1). Cette pression est atteinte quand la transition en détonation se produit. La baisse lente de pression observée sur les signaux, est due aux pertes thermiques latérales ajoutées à la lente déviation thermique du capteur soumis aux températures des gaz brûlés dans le tube après le passage de la flamme.

Sur la Figure IV.26 nous comparons les signaux de pression sur le capteur 2 situé à 16 cm de l'allumage. Tout d'abord nous observons que les informations de pression arrivent au niveau du capteur dans l'ordre des mélanges les plus rapides (au sens de la célérité laminaire de flamme) comme il a été vu en dans la partie IV.B.1.a. D'autre part, après la première information de pression, on observe de fortes fluctuations de pression sur ces signaux. Ces oscillations ressemblent quasiment aux relevés effectués lorsqu'une détonation hélicoïdale se propage dans le tube. La détonation hélicoïdale est un régime de détonation limite dans les tubes cylindriques qui n'admet qu'un seul point triple de Mach tournant sur la surface intérieure du tube au cours de la propagation longitudinale de l'onde et qui engendre un système complexe de détonation transverse et d'onde de choc derrière ce point. Pour les mélanges utilisés (de D/λ autour de 2,6), les conditions d'existence du régime hélicoïdal de propagation de la détonation sont trop différentes (D/λ autour de $1/\pi$) pour qu'il soit observé ici. Par contre nous avons installé un obstacle régulier hélicoïdal dans le tube et l'interaction entre l'onde de choc précurseur et cet obstacle peut expliquer ces oscillations.

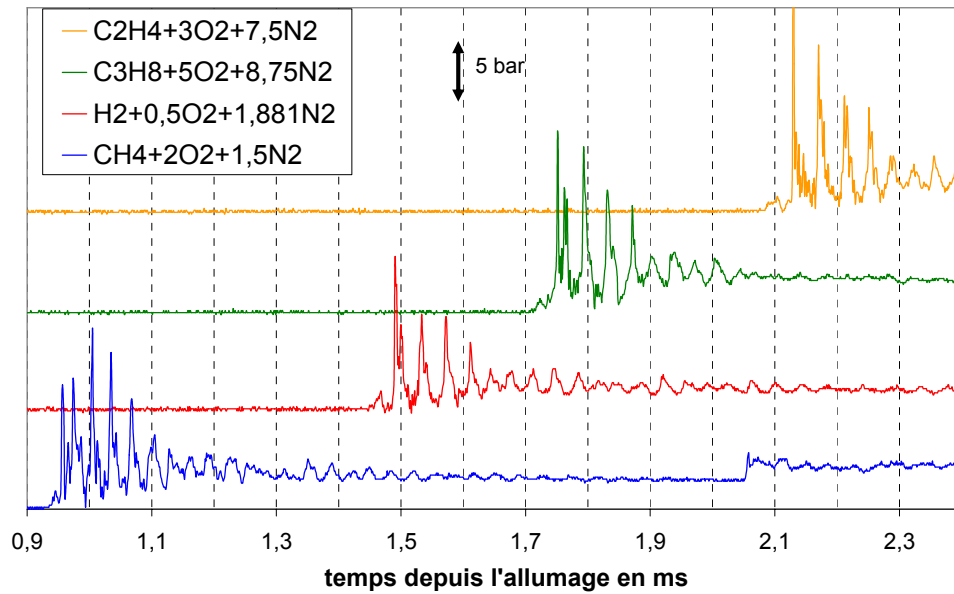


Figure IV.26 : Signaux de pression sur le capteur n°2 (situé à 16 cm de l'allumage) pour les différents mélanges étudiés avec une spire de 30cm de long

Ces pics de pression périodiques sont séparés par un temps de l'ordre de $40 \mu\text{s}$ pour les mélanges avec H_2 , C_3H_8 et C_2H_4 et de l'ordre de $35 \mu\text{s}$ pour celui avec du CH_4 (cf. Figure IV.26). L'obstruction de la spire va jouer comme suit : la spire engendre un écoulement dévié au niveau de la paroi, qui n'est plus parallèle à l'axe du tube mais à la direction de la spire. Donc quand l'onde de choc est créée dans le tube elle ne peut pas être complètement droite (c'est-à-dire parallèle à la section droite du tube) mais elle subit une forte interaction avec la spire, cette interaction produit une onde de choc appelée onde de choc secondaire qui va se propager en tournant autour de l'axe du tube en suivant la spire. La réflexion du choc de tête sur la spire crée d'une zone de forte pression et température, qui sont liées au déplacement rotatif de l'onde de choc secondaire. Ainsi, quand l'onde principale parcourt un pas de spire (c'est-à-dire un diamètre de tube 26 mm) l'onde secondaire parcourt une distance de 74 mm (représentant la longueur sur l'axe moyen de la spire).

Le calcul la célérité moyenne le long de la spire de l'onde de choc secondaire en admettant que les pics de pression enregistrés y sont liés, permet de montrer que pour les mélanges contenant H_2 , C_3H_8 et C_2H_4 cette célérité est de l'ordre de 1900 m/s et pour CH_4 2100 m/s. On observe alors que le long de la spire se créent rapidement les conditions de propagation telles qu'une détonation se produise (ou qu'une combustion supersonique prend place derrière l'onde secondaire). La présence de structures cellulaires de petite dimension le long de la spire a été observée lors de certains tirs que nous avons effectués (cf. Figure IV.27). Ceci confirme l'existence possible de la détonation le long de la spire dans les conditions de distance proche de L_{TDD} .

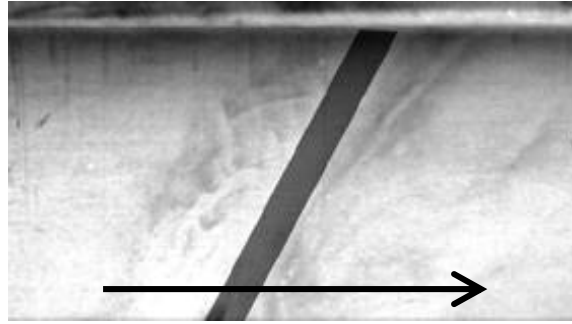


Figure IV.27 : Exemple de traces de la détonation le long de la spire ($L \sim 18$ cm) obtenues pour le mélange $\text{CH}_4+2\text{O}_2+1,5\text{N}_2$ ($L_{\text{TDD}} \sim 26$ cm)

Ce système complexe d'onde de choc se maintient dans le tube jusqu'à ce que les conditions soient suffisantes pour que la détonation puisse se transmettre dans la totalité du tube. L'interaction entre la spire et la détonation une fois établie continue ce qui a pour effet d'affaiblir légèrement la détonation et de la ralentir (85% D_{CJ}). En effet, lors du passage de la spire, la détonation subit une détente qui affaiblit le front et peut être la cause du découplage entre le choc et la flamme dans la détonation. Cette interaction a aussi une conséquence sur la géométrie du front de détonation. En effet, on observe à la sortie de la spire un système rotatif d'onde de choc issu de cette interaction (Figure IV.28) avec le déclenchement de la détonation suivant une ligne hélicoïdale (similaire à ce que l'on peut observer pour une détonation hélicoïdale).



Figure IV.28 : Exemple de TDD dans un tube, section juste après la spire (obtenue pour H_2 -air)

L'analyse des Figures IV.13 à IV.16 montre que le système de booster permet une accélération similaire pour les différents mélanges. Le jet de flamme initie dans le tube une flamme turbulente très rapide (au moins 600 m/s à 11 cm du point l'allumage soit 5 cm après le début du tube). Cette flamme s'accélère jusqu'à une célérité à peu près égale à la célérité du son (a_b) dans les gaz brûlés lors d'une combustion isobare. L'atteinte de ce régime semble nécessaire (mais pas forcément suffisant) pour observer la transition en détonation puisqu'il a déjà été relevé dans de nombreuses études (Lee et al 1984, Teodorcyck et al. 1988-1990). Nos résultats montrent que cette célérité est atteinte à peu près à la même abscisse pour l'ensemble

des mélanges étudiés. A partir de ce point nous pouvons distinguer 3 cas en fonction de la longueur de la spire (cf. Figure IV.29) :

- Cas 1 : si la longueur de la spire est égale à la longueur minimum nécessaire on observe la transition en détonation (variation brutale de la célérité de a_b vers D_{CJ}). On peut observer sur certains tirs une courte période où la célérité est supérieure à D_{CJ} (période de détonation CJ derrière le choc de tête et détonation forte lorsque la détonation rattrape le choc de tête) avant d'observer une relaxation de la célérité vers D_{CJ} , classique dans la phénoménologie de la détonation si le milieu explose derrière l'onde de choc principale.
- Cas 2 : si la spire est trop courte, alors on observe que le système choc – flamme ne transite pas en détonation et décroît en célérité lentement dans notre tube. Notre tube n'est alors pas assez long pour permettre la ré-accélération naturelle de la flamme en détonation.
- Cas 3 : si la spire est plus longue que nécessaire, alors la transition se situe à la même abscisse que pour le cas 1 mais la célérité atteinte dans le tube est de l'ordre de 85 % D_{CJ} , ce qui est dû à la présence de la spire sur le parcours de la détonation.

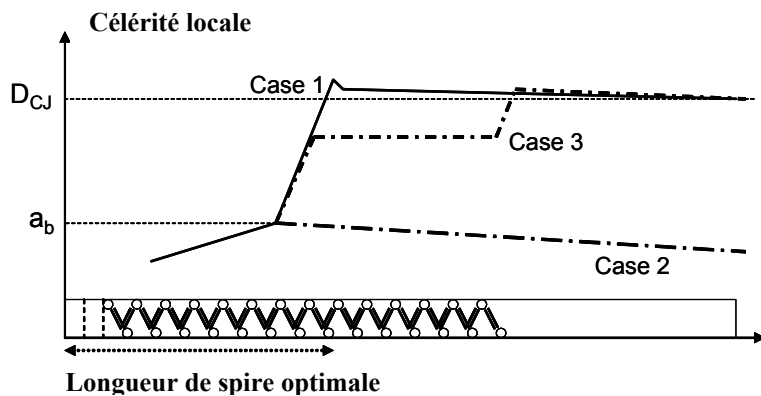


Figure IV.29 : Schématisation de l'accélération du choc de tête dans notre tube en fonction de la longueur de la spire

IV.C Facteurs influant sur la transition en détonation

Dans cette partie nous étudions les facteurs qui influencent la longueur de TDD en utilisant les valeurs de transitions mesurées en IV.A.5 ainsi que les valeurs de TDD obtenues sur les mêmes dispositifs expérimentaux que celui utilisé dans cette étude (Ouarti (2001) et Strozzi (2003)). Nous avons alors ajouté aux résultats de notre étude (mélange de même taille de cellule $\lambda \sim 10$ mm), les résultats de L_{TDD} obtenus par Strozzi (2003) sur le même montage (tube (2) et préchambre) que celui que nous avons utilisé mais avec des mélanges plus dilués par l'azote. Cette dilution plus importante donne des mélanges réactifs possédant des tailles de cellule λ plus grande que pour nos mélanges (λ de 12 à 15 mm). De plus nous avons rajouté les données sur le mélange $C_2H_2+2,5O_2+11,08N_2$ dont nous avons mesuré la longueur de transition avec le procédé des traces sur suies lors d'une pré-étude. Nous avons montré en IV.A.5 que L_{TDD} ne semblait pas être influencée par l'introduction de préchambre avant le tube, donc nous avons aussi ajouté les longueurs de transition obtenues par Ouarti (2001) par le procédé des traces pour $H_2+0,5O_2$, $H_2+0,5O_2+N_2$, et $C_2H_2+2,5O_2+9,4N_2$ à des conditions

initiales de 1 bar et 293K. Les résultats ainsi collectés sont présentés dans le Tableau IV.6 pour L_{TDD} , λ ainsi que les paramètres thermodynamiques et chimiques correspondant aux mélanges réactifs. Les tailles de cellule λ indiquées dans le Tableau IV.6 sont celles données par les différents auteurs et ont été vérifiées au laboratoire.

IV.C.1 Evolution de L_{TDD} avec la dilution β

La comparaison de ces résultats expérimentaux nous permet de voir l'évolution de la longueur de transition (L_{TDD}) avec la dilution par l'azote ($\beta = N_2/O_2$) pour chacun des mélanges stoechiométrique étudiés. Ces résultats sont reportés dans sur la Figure IV.30, on observe alors que, pour un combustible donné, L_{TDD} augmente lorsque β augmente. L'analyse des résultats concernant les mélanges réactifs contenant de l'hydrogène permet de remarquer que l'évolution de L_{TDD} est de forme exponentielle lorsque β augmente. Cette tendance semble être confirmée par les points relatifs aux autres combustibles (C_3H_8 , C_2H_4 et C_2H_2) et est aussi visible sur les résultats de Pinard et al. (2004) avec le mélange $C_3H_8+5.(O_2+\beta.N_2)$ (cf. Figure II.10). Cette évolution semble intrinsèque au processus de TDD. La taille de cellule λ de détonation varie elle aussi de façon exponentielle avec la dilution par un inerte (N_2 , Ar, cf. figure III.10), on peut alors estimer que, pour une géométrie particulière de tube, le rapport L_{TDD}/λ varie peu lorsque λ (ou le rapport d/λ) varie.

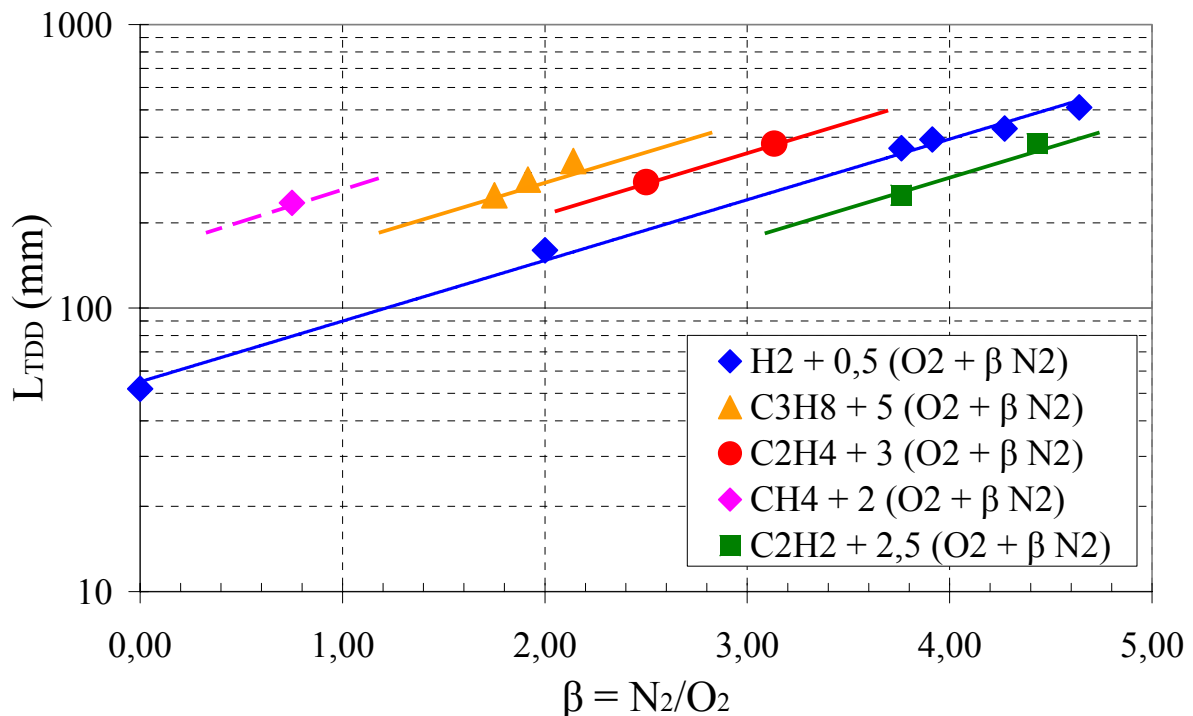


Figure IV.30 : Evolution de L_{TDD} avec la dilution (β) pour chacun des réactifs étudiés (richesse = 1, $P_0 = 1$ bar et $T_0 = 293$ K)

	Mélange réactif	β (N ₂ /O ₂)	L _{TDD} (mm)	λ (mm)	$\frac{L_{TDD}}{\lambda}$	a ₀ (m/s)	a _b (m/s)	M _c	T _c (K)	E _a (kJ/mol)	$\frac{E_a}{R \cdot T_c}$	P _v (bar)	Q (10 ⁶ J/kg)	$q = \frac{Q}{a_0^2}$
1	H ₂ +0,5O ₂ **	0	51,9	1,4	37,1	533	1448	2,71	683	71,1	12,5	9,79	13,434	47,29
2	H ₂ +0,5O ₂ +1,00 N ₂ **	2,00	160	4,3	37,3	430	1123	2,61	652	71,1	13,1	8,89	5,257	28,43
3	H ₂ +0,5O ₂ +1,88N ₂	3,76	366	10	36,6	404	1008	2,49	620	71,1	14,1	8,15	3,422	20,97
4	H ₂ +0,5O ₂ +1,96N ₂	3,91	393	10,5	37,4	402	1000	2,48	617	71,1	14,2	8,09	3,322	20,56
5	H ₂ +0,5O ₂ +2,14N ₂ *	4,27	430	11,5	37,4	399	981	2,46	610	71,1	14,2	7,93	2,915	19,52
6	H ₂ +0,5O ₂ +2,32N ₂ *	4,64	510	14,5	35,2	396	963	2,43	602	71,1	14,4	7,77	4,058	18,59
7	C ₃ H ₈ +5O ₂ +8,75N ₂	1,75	250	9,1	27,5	328	1011	3,08	708	175,8	29,8	11,96	4,552	42,31
8	C ₃ H ₈ +5O ₂ +9,58N ₂	1,92	284	10,8	26,3	329	1002	3,04	702	175,8	30	11,68	4,328	39,98
9	C ₃ H ₈ +5O ₂ +10,7N ₂ *	2,14	330	13,1	25,2	331	990	2,99	694	175,8	30,5	11,33	3,108	37,04
10	C ₂ H ₄ +3O ₂ +7,5N ₂	2,50	278	9	30,9	340	984	2,89	696	133,9	23,4	10,75	3,961	34,26
11	C ₂ H ₄ +3O ₂ +9,4N ₂ *	3,13	400	12,2	31,2	341	957	2,80	677	133,9	24,1	10,10	3,416	29,38
12	C ₂ H ₂ +2,5O ₂ +9,4N ₂ **	3,76	250	7,5	33,3	342	956	2,79	678	104,6	18,6	9,94	3,401	29,08
13	C ₂ H ₂ +2,5O ₂ +11,08N ₂ **	4,43	380	11	34,5	343	932	2,72	660	104,6	19	9,45	3,016	25,64
14	CH ₄ +2O ₂ +1,5N ₂	0,75	235	10	23,5	351	1097	3,12	744	217,7	34,9	12,65	6,576	53,38

Tableau IV.6: Récapitulatif des données thermodynamiques, thermochimiques et de TDD pour divers mélanges (aux CNTP) :

Résultats de cette étude (sans astérisque)

* Résultats obtenus par Strozzi (2003)

** Résultats obtenus par Ouarti (2001)

*** Résultat obtenu lors de la pré-étude avec les traces sur suie

La comparaison des résultats de L_{TDD}/D en fonction du nombre de cellules de détonation dans le diamètre libre (d/λ , cf. Figure IV.31) pour les mélanges $C_3H_8+5(O_2+\beta N_2)$ obtenus sur notre dispositif expérimental, muni de préchambres et de spirale de Shelkin, avec ceux obtenus par Pinard et al. (2004) dans un tube de diamètre $D = 145$ mm, muni de plaques percées avec un rapport de blocage de 0,43 régulièrement espacées d'un diamètre D , permet d'observer la même évolution : plus le mélange est sensible à la détonation (λ est petit) plus la distance pour obtenir la détonation est courte dans les 2 géométries. On note également que notre système permet une transition plus efficace que dans les tubes munis d'obstacles répétitifs pour un même rapport d/λ c'est-à-dire pour une sensibilité relative équivalente. Etant donné que L_{TDD} ne semble pas être influencée par la présence des préchambres, ce résultat est la conséquence de l'influence de la spirale par rapport aux obstacles répétitifs. Pour un même rapport de blocage global, la spirale est un dispositif moins bloquant d'une part (le rapport de blocage dans une section du tube est de 0,023 mais continue le long du tube) mais qui d'autre part offre une surface de contact plus importante que les obstacles répétitifs (de l'ordre de 2/3 de plus). Bien que les pertes thermiques défavorisent l'accélération de flamme, la géométrie de la spirale doit être plus favorable à la TDD et améliorer sensiblement L_{TDD} .

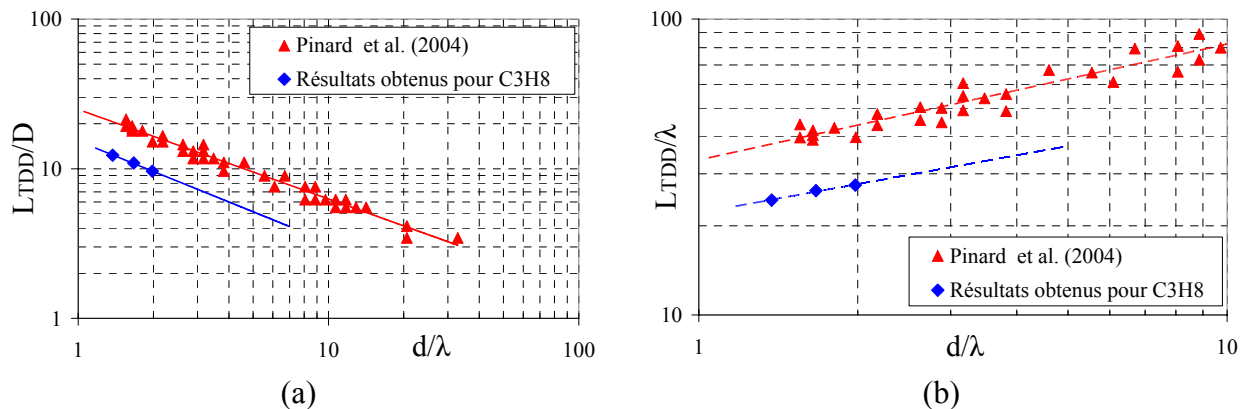


Figure IV.31 : L_{TDD} adimensionné au diamètre (a) ou à la taille de cellule λ détonation (b) en fonction du nombre de λ dans le diamètre libre d pour les mélanges $C_3H_8+5(O_2+\beta N_2)$

La comparaison de L_{TDD} avec la longueur $L_{95\%}$ nécessaire pour obtenir 95% de la célérité du régime de blocage ($L_{95\%}$ calculée avec l'équation rappelée ci-dessous donnée par Vesper et al. 2001) est montrée sur le Tableau IV.7 (en prenant 2 et 1,5 pour respectivement les paramètres a et b).

$$\frac{L}{R} \cdot \frac{10 \cdot (\alpha - 1) \cdot S_u}{a_b} \approx a \cdot \frac{1 - RB}{1 + b \cdot RB} \quad (II.9)$$

Le calcul de cette longueur $L_{95\%} = L_1$ avec le rapport de blocage de la spire ($RB = 0,52$), permet de montrer que L_1 sous estime fortement les longueurs de transition pour tous les mélanges. Par contre, l'utilisation du rapport de blocage que la spire crée réellement dans chaque section du tube (soit $RB = 0,023$), permet d'obtenir des valeurs $L_{95\%} = L_2$ qui correspondent aux valeurs mesurées de L_{TDD} (à 5% près ce qui correspond à l'erreur de

mesure sur notre dispositif). On note que certains mélanges réactifs montrent un écart important à ces valeurs (doublement) on peut l'expliquer comme suit :

- Les mélanges ayant pour réactif l'hydrogène transitent sur des longueurs 2 fois plus longues que les autres mélanges. En effet, on peut voir sur la Figure IV.15 que la célérité du régime de blocage est atteinte dans des longueurs semblables à celles des autres réactifs (autour de 180 mm) mais ce régime de propagation est maintenu sur une certaine distance avant la TDD, distance qui semble diminuer quand la dilution β diminue (cf. Tableau IV.7 et Figure IV.32). On explique cette différence par le fait que, comme la célérité du son initiale est élevée pour ces mélanges, le nombre de Mach du régime de blocage est plus faible que pour les autres mélanges (cf. Tableau IV.6) alors les conditions thermodynamiques (P_c et T_c) derrière le choc de tête sont plus faibles et le système choc – flamme doit parcourir une plus longue distance avant de permettre la TDD.
- Le mélange contenant du CH_4 devrait atteindre le régime de blocage juste après le premier capteur (situé à 110 mm de l'initiation) et notre système d'acquisition n'est pas assez précis pour faire cette observation. En effet, le premier relevé de vitesse dans le tube à $X = 135$ mm indique en moyenne une célérité de 707 m/s ce qui est suffisamment élevé pour indiquer que le régime de blocage doit être atteint entre 110 et 160 mm de l'initiation. Néanmoins les gradients derrière l'onde de choc de tête sont certainement trop élevés pour permettre la TDD immédiatement et le système choc – flamme doit se propager jusqu'à au moins 235 mm pour permettre l'auto explosion du mélange.

mélanges	β N_2/O_2	a_b (m/s)	$(\alpha-1).S_u$ (m/s)	L_{TDD} (mm)	L_1 (mm) (RB=0,52)	L_2 (mm) (RB=0,023)	L_{TDD}/L_2
$\text{H}_2+0,5\text{O}_2$	0	1449	73,5	52	14	48	1,07
$\text{H}_2+0,5\text{O}_2+\text{N}_2$	2,00	1123	27,4	160	29	101	1,59
$\text{H}_2+0,5\text{O}_2+1,881\text{N}_2$	3,76	1008	12,9	366	55	191	1,91
$\text{H}_2+0,5\text{O}_2+1,96\text{N}_2$	3,91	1000	12,0	393	58	205	1,92
$\text{H}_2+0,5\text{O}_2+2,14\text{N}_2$	4,27	981	10,8	430	64	223	1,93
$\text{H}_2+0,5\text{O}_2+2,32\text{N}_2$	4,64	963	9,2	510	73	256	1,99
$\text{C}_3\text{H}_8+5\text{O}_2+8,75\text{N}_2$	1,75	1011	9,7	250	73	255	0,98
$\text{C}_3\text{H}_8+5\text{O}_2+9,58\text{N}_2$	1,92	1002	8,6	284	82	286	0,99
$\text{C}_3\text{H}_8+5\text{O}_2+10,7\text{N}_2$	2,14	990	7,3	330	95	331	1,00
$\text{C}_2\text{H}_4+3\text{O}_2+7,5\text{N}_2$	2,50	985	8,8	278	78	274	1,02
$\text{C}_2\text{H}_4+3\text{O}_2+9,4\text{N}_2$	3,13	957	6,0	380	111	389	0,98
$\text{C}_2\text{H}_2+2,5\text{O}_2+9,4\text{N}_2$	3,76	956	8,8	250	76	265	0,94
$\text{C}_2\text{H}_2+2,5\text{O}_2+11,08\text{N}_2$	4,43	932	6,6	380	99	346	1,10
$\text{CH}_4+2\text{O}_2+1,5\text{N}_2$	0,75	1097	20,4	235	38	132	1,78

Tableau IV.7 : L_{TDD} et Longueurs pour atteindre le régime de blocage estimées à partir de l'équation II.9 pour 2 rapport de blocage L_1 pour RB = 0,52 et L_2 pour RB = 0,023 pour les différents mélanges

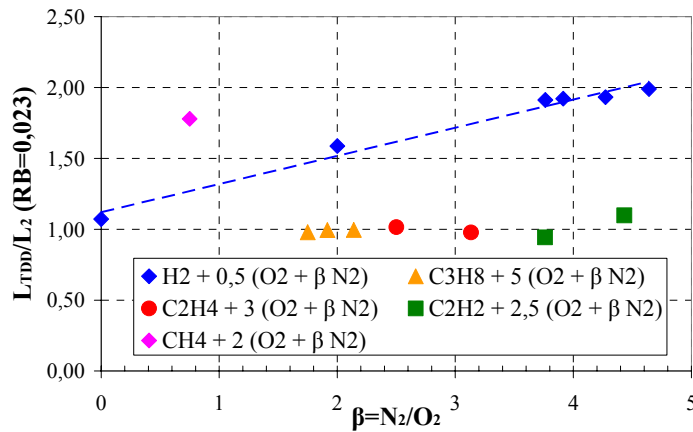


Figure IV.32 : Evolution du rapport L_{TDD}/L_{veser} (L_{veser} calculé avec $RB = 0,023$) en fonction de la dilution pour les différents mélanges réactifs

IV.C.2 Dépendance de L_{TDD}/λ à d/λ

Pour les mélanges rapportés dans le Tableau IV.6 correspondant à l'utilisation du système de préchambre, on peut comparer la taille de cellule de détonation λ au diamètre libre du tube $d = 18$ mm, la plage de valeurs que l'on obtient alors s'étend de $1,2 < d/\lambda < 2,4$. La Figure IV.33 représente L_{TDD}/λ en fonction du rapport d/λ pour chacun des mélanges. On se rend compte que les valeurs de L_{TDD}/λ varient de 24 à 38 quelque soit les mélanges. Cet écart a été observé pour les mélanges de même tailles de cellule de détonation λ et cette plage de valeur semble valable jusqu'à la limite d'existence de la détonation dans le tube noté par la ligne pointillée rouge. Pour le mélange $H_2+0,5(O_2+\beta N_2)$, lorsque le rapport d/λ augmente fortement on observe que le rapport L_{TDD}/λ semble rester à peu près constant (autour de 37), il serait intéressant de vérifier si les autres mélanges présentent le même comportement lorsque la détonabilité du mélange augmente. Un tel comportement semblerait montrer que, pour notre système, la transition ne peut avoir lieu que lorsque une certaine distance a été parcourue autour de $30.\lambda$, sorte de corollaire de ce que l'on observe pour l'initiation de détonations sphériques ($R_c \sim 20.\lambda$)

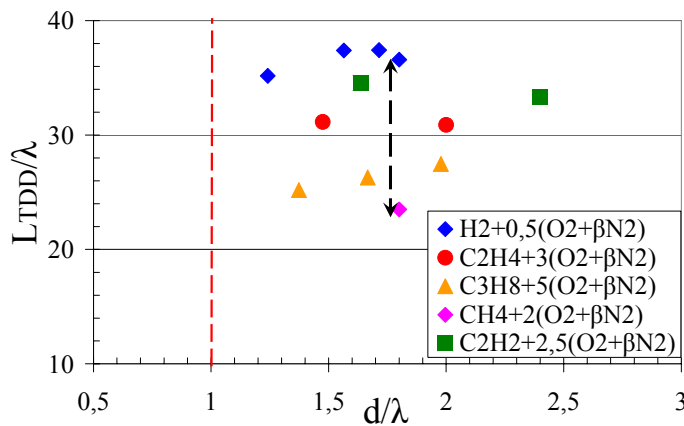


Figure IV.33 : Evolution de L_{TDD}/λ avec d/λ

IV.C.3 Dépendance de L_{TDD}/λ à l'énergie d'activation réduite E_a/RT_c

La description du phénomène d'accélération de la flamme montre que la flamme se propage par un processus de diffusion – convection jusqu'à ce que les conditions d'auto-explosion derrière le choc de tête, engendrées par la flamme, permettent l'initiation de la détonation. Comme on peut le voir par la formule (I.21 de l'annexe 1) le temps d'induction chimique est très dépendant de l'énergie d'activation réduite (E_a/RT) du mélange réactif considéré. La transition en détonation doit aussi être sensible à ce facteur vu que l'auto explosion du mélange est de nature inductive (chimique).

Pour le processus de TDD menant à la création d'un choc précurseur de célérité a_b , nous avons pris comme référence la valeur de la température derrière ce choc, de nombre de Mach $M_c = a_b/a_0$, pour calculer l'énergie d'activation réduite étant donné que le mélange explose dans un milieu de conditions (P_c et T_c). Ces résultats sont rapportés dans le Tableau IV.6.

Lors que l'on regroupe les mélanges réactifs en fonction de leur taille de cellule on peut distinguer trois groupes dans nos résultats :

- Les mélanges avec une taille autour de 9-10 mm : mélanges 3-7-10-14
- Les mélanges avec une taille autour de 11 mm : mélanges 4-5-8-13
- Les mélanges avec une taille autour de 13 mm : mélanges 6-9-11

Si on trace pour ces trois groupes l'évolution de L_{TDD} en fonction de l'énergie d'activation réduite définie précédemment (cf. Figure IV.34) on remarque que l'on obtient trois courbes que l'on peut estimer par une régression en exponentielle de $-E_a/RT_c$. On voit que plus l'énergie d'activation réduite est importante, plus la longueur de transition est faible lorsque l'on considère des mélanges de taille de cellule équivalente. De plus on observe que le coefficient de l'exponentielle est quasiment égal d'une courbe à l'autre ce qui laisse penser qu'une seule courbe peut résumer l'évolution de L_{TDD} . Nous avons alors choisi d'adimensionner L_{TDD} par λ .

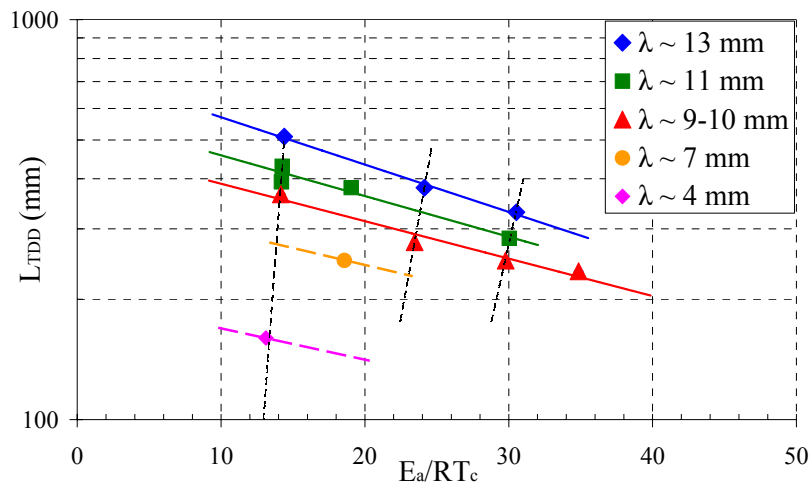


Figure IV.34 : Evolution de L_{TDD} en fonction de l'énergie d'activation réduite pour nos trois groupes de mélange

La courbe adimensionnée est donnée sur la Figure IV.35. Les résultats se regroupent autour d'une seule évolution qui représente l'influence de l'énergie d'activation réduite sur le phénomène de TDD dans les spires. Alors on peut dire que plus E_a/RT_c est élevée pour un mélange donné, plus la longueur de transition sera réduite pour une taille de cellule donnée. Si on calcule l'énergie d'activation réduite pour les résultats de Pinard et al. (2004), la même évolution de forme exponentielle est obtenue pour L_{TDD}/λ , mais pour des valeurs de L_{TDD}/λ variant de 150 (pour $E_a/RT_c \sim 25$) à 40 (pour $E_a/RT_c \sim 31,8$). Etant donné que l'énergie d'activation réduite permet d'estimer la capacité d'un mélange à s'auto enflammer dans des conditions données (par le temps nécessaire pour obtenir l'auto inflammation) il est normal qu'elle contrôle l'apparition de la détonation dans notre système. Il a été montré que l'accélération de la flamme tend à créer les conditions d'auto explosion derrière un choc précurseur, qui est exactement le processus d'auto inflammation par compression observé dans la structure de la détonation. Donc plus le mélange peut s'auto enflammer rapidement dans des conditions thermodynamiques données, plus sa transition en détonation sera facilitée.

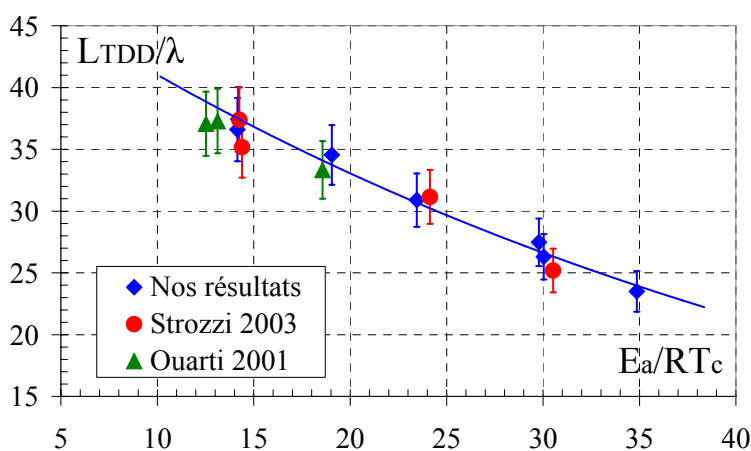


Figure IV.35 : Evolution de L_{TDD}/λ en fonction de E_a/RT_c

IV.C.4 Dépendance de L_{TDD}/λ à l'enthalpie de réaction adimensionnée Q/a_0^2

Lors de l'étude, il a été remarqué que le contenu énergétique du mélange semblait avoir une influence sur la longueur de transition. En effet, de la pression atteinte dans la seconde préchambre dépend la force du jet de flamme pénétrant dans le tube, ce qui semblait influencer sur la transition. De par l'analyse faite sur l'influence des différentes parties de notre système sur l'accélération nous avons noté que les mélanges réactifs arrivent à la célérité a_b à peu près à la même abscisse dans le tube et que donc la pression atteinte dans la 2nde préchambre n'a pas d'effet sur l'accélération. Cependant, les caractéristiques de la détonation dépendent du contenu énergétique du mélange (par l'enthalpie de réaction adimensionnée $q = Q/a_0^2$, cf. Tableau IV.6).

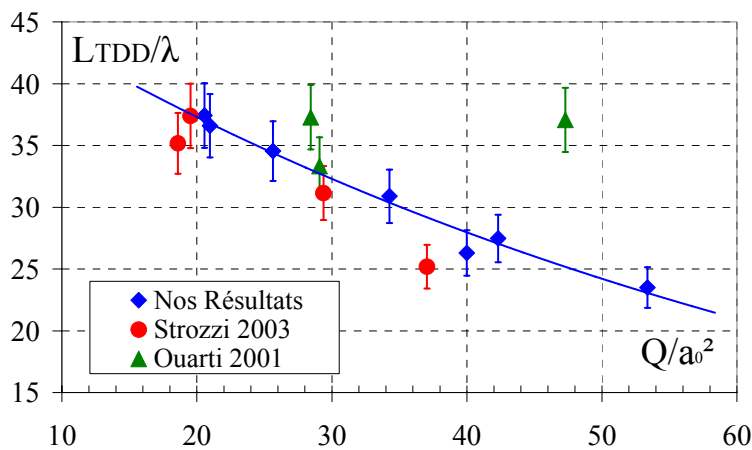


Figure IV.36 : Evolution de L_{TDD}/λ en fonction de Q/a_0^2

Si on trace l'évolution de L_{TDD}/λ en fonction de l'enthalpie adimensionnée, on remarque que pour les mélanges réactifs possédant une taille de cellule de détonation λ équivalente ($\lambda \sim 10$ mm points bleus) plus Q/a_0^2 augmente, plus L_{TDD}/λ diminue. Les valeurs de L_{TDD}/λ se rassemblent autour d'une même évolution en exponentielle (cf. Figure IV.36) pour les mélanges possédant une taille de cellule λ de l'ordre de 10 à 15 mm. Nous pouvons observer que lorsque la dilution devient petite ($\beta < 2$) pour le mélange $H_2+0,5(O_2+\beta N_2)$, le rapport Q/a_0^2 augmente fortement alors que L_{TDD}/λ reste constant autour de 37. Il semblerait que la faible dilution en N_2 écarte fortement de la courbe moyenne obtenue pour les points de $\lambda \sim 10$ mm.

La présence d'une courbe moyenne, bien que moins distincte que l'évolution en fonction de l'énergie d'activation réduite, semblerait montrer que le contenu énergétique des mélanges a une influence sur la capacité à transiter en détonation. Il semble que plus le mélange est énergétique (à λ constant), moins il nécessitera de longueur pour transiter. Cette analyse n'est pas classique vu que la capacité d'un mélange à exploser n'est pas notée par son contenu énergétique mais par la taille de cellule λ .

IV.C.5 Dépendance de E_a/RT_c à Q/a_0^2

Pour expliquer l'influence de l'enthalpie de réaction adimensionnée sur L_{TDD} on peut comparer Q/a_0^2 avec E_a/RT_c . Lorsque l'on place les trois groupes de mélanges dans le plan (E_a/RT_c , Q/a_0^2) cf. Figure IV.37, on s'aperçoit que les points représentant les mélanges possédant une taille de cellule similaire semblent être alignés. Ceci laisserait penser qu'il existe une relation entre ces 2 facteurs et la taille de cellule λ des mélanges considérés. Cette proportionnalité explique que pour les mélanges ayant un λ de même ordre, la dépendance de L_{TDD}/λ à E_a/RT_c et à Q/a_0^2 soit équivalente et qu'on ne puisse distinguer quel facteur influence réellement la TDD. Néanmoins les valeurs obtenues par Ouarti pour le mélange $H_2+0,5.(O_2+\beta.N_2)$ pour $\beta < 2$ sont cohérentes pour la dépendance en E_a/RT_c et non pas sur celle en Q/a_0^2 . Nous pouvons donc en conclure que le facteur qui influence la transition en détonation est l'énergie d'activation réduite, comme on pouvait s'y attendre.

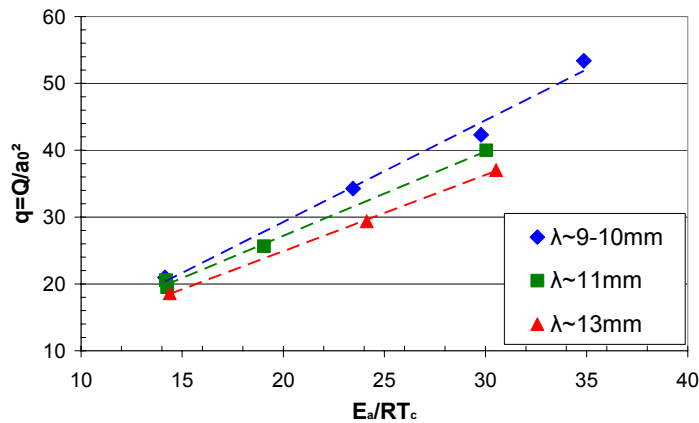
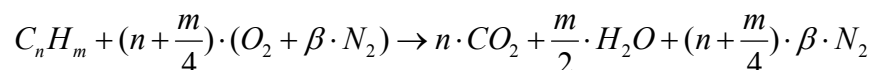


Figure IV.37 : Proportionnalité entre E_a/RT_c et Q/a_0^2 pour les mélanges de même taille de cellule de détonation λ .

Nous avons vérifié la proportionnalité de ces 2 facteurs pour des mélanges possédant une même taille de cellule de détonation pour une large gamme de réactifs et de taille de cellule. Nous avons choisi d'utiliser à la place de T_c , la température T_{ZND} derrière le choc précurseur défini par la théorie ZND de la détonation. Nous avons utilisé les données de la littérature pour estimer l'évolution de la taille de cellule λ en fonction de la dilution avec N_2 (cf. Tableau III.2) pour des mélanges stœchiométriques avec l'oxygène contenant H_2 , C_2H_2 , C_2H_4 , C_3H_8 et CH_4 . Nous avons tracé dans le plan (E_a/RT_{ZND} , Q/a_0^2) les points correspondants aux mélanges de λ égal à 2, 3, 5, 10, 20, 50, 100 et 300 mm. Les caractéristiques thermodynamiques (γ , a_0 et T_{ZND}) sont calculées à l'aide du logiciel gaseq pour des conditions initiales égales aux CNPT ($P_0 = 1$ bar et $T_0 = 293$ K) et les énergies d'activation sont prises égales à 17, 25, 32, 42 et 52 kcal/mol pour respectivement H_2 , C_2H_2 , C_2H_4 , C_3H_8 et CH_4 . L'enthalpie de réaction par unité de masse (Q) est calculée en utilisant l'enthalpie de formation de chaque composé et en supposant la réaction complète :



Il apparaît qu'effectivement pour une taille de cellule donnée les points de même taille de structure cellulaire (λ) se regroupent autour de droites dans le plan (E_a/RT_{ZND} , Q/a_0^2) en échelle Log cf. Figure IV.38. Cette représentation des mélanges réactifs pourrait permettre de prédire les tailles de structures cellulaires des mélanges réactifs stoechiométriques avec O_2 dilué avec de l'azote contenant diverses proportions de ces hydrocarbures (si on prend soin de prendre une valeur pondérée de l'énergie d'activation E_a).

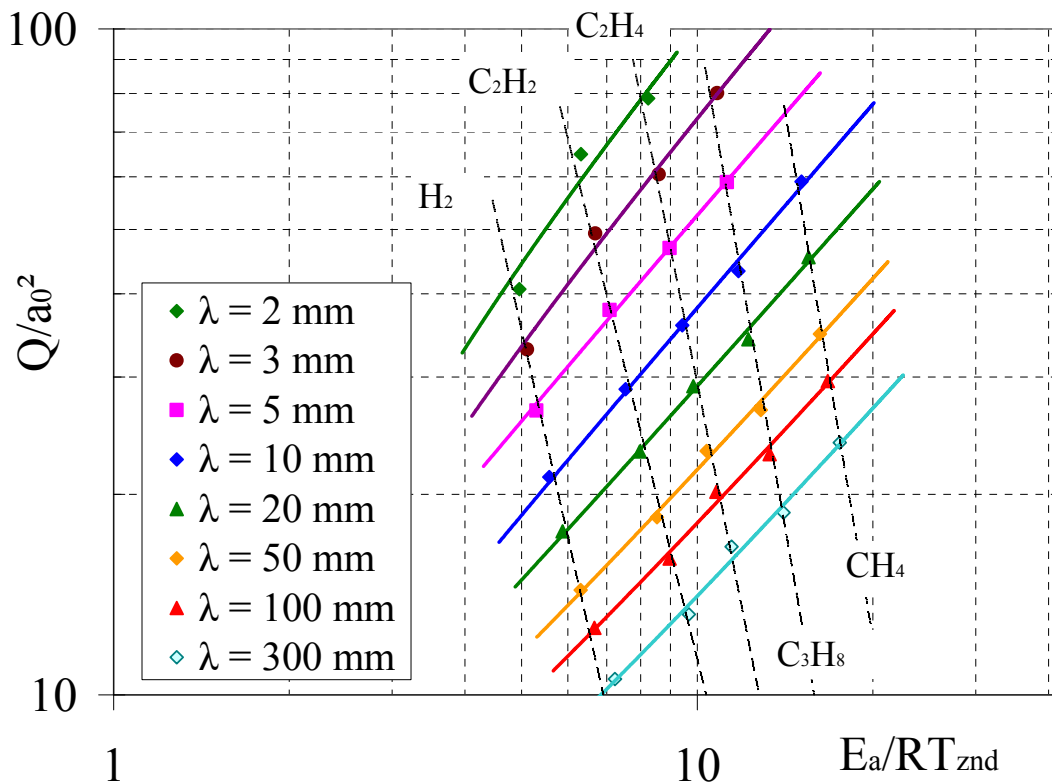


Figure IV.38 : Proportionnalité entre E_a/RT_{ZND} et Q/a_0^2 pour les mélanges $C_nH_m+(n+m/4).(O_2+\beta N_2)$ possédant une taille de cellule similaire aux CNPT ($P_0 = 1$ bar et $T_0 = 293$ K)

Une interprétation physique peut être tentée à partir de ces résultats. Lorsque la détonation est créée dans un milieu réactif, sa propagation (sphérique dans ses premiers instants d'existence) engendre des instabilités qui tendent à créer aléatoirement un nombre important de points triples le long du choc précurseur. Au cours de la propagation de l'onde, ce nombre de point triple va diminuer pour tendre vers une quantité de points triple intrinsèque des paramètres thermodynamiques et chimiques du mélange, c'est-à-dire vers un équilibre entre les conditions de libération locale de l'énergie (représentées par Q/a_0^2) et les instabilités de couplage entre le choc précurseur et la zone de réaction (représentée par E_a/RT_{ZND}). Lorsque l'équilibre est atteint (conditions moyennes CJ de propagation), une densité moyenne de points triples est sélectionnée par ce processus et une taille de cellule moyenne λ ressort des observations.

Les observations expérimentales de l'initiation de la détonation décrivent un processus similaire : en effet on observe toujours de petites structures cellulaires au niveau de l'initiation de la détonation (c'est-à-dire une densité importante de points triples) qui relaxent vers une taille moyenne quasi constante lorsque les conditions CJ de propagation sont atteintes. De plus on peut noter que quelque soit la méthode de création de la détonation, que l'initiation se fasse par la libération soudaine d'une forte énergie ou par le processus de TDD, le système tend toujours vers la création d'un choc fort derrière lequel les conditions d'auto explosion du mélange sont suffisantes (Transition Choc Détonation). Ce processus engendre la détonation par la création d'une détonation forte, c'est-à-dire de taille de cellule réduite. Il apparaît que la détonation ne s'établit dans un milieu que si le processus utilisé ne produit les conditions thermodynamiques supérieures à celles nécessaires à l'existence de la détonation qui relaxe ensuite vers un équilibre. Si cet équilibre ne peut être atteint alors la détonation s'éteint et tend à la création d'un système choc – flamme.

En fonction de la géométrie de l'onde de détonation la limite d'existence n'est pas la même, en effet plus la divergence de la géométrie de propagation est forte plus un nombre important de points triples doit se maintenir pour contrer les pertes engendrées, c'est pour cette raison qu'il existe un rayon minimum de propagation de la détonation sphérique CJ autonome. En géométrie plane (lorsque $R \rightarrow \infty$) ce sont les conditions aux limites qui contrôlent les limites d'existence : dans les tubes munis d'obstacles répétitifs une détonation autonome ne peut se propager que si λ est au moins de l'ordre du diamètre libre du tube. Dans ce cas si l'équilibre tend vers un nombre de points triples tel que la distance moyenne entre 3 points triples successifs est supérieure au diamètre libre alors la détonation s'éteindra. Un cas limite inférieur existe dans le cas des tubes lisses par la création d'une détonation hélicoïdale. Dans ce cas l'équilibre atteint entre la thermodynamique et la chimie entre en résonance avec les fréquences acoustiques du tube et un système stable de propagation apparaît (Manson 1946).

IV.D Conclusion Partielle

Nous avons étudié la TDD dans les tubes de petites dimensions ($D = 16-20$ et essentiellement 26 mm) contenant une spirale de Shelkin de rapport de blocage 0,52 et de pas égal au diamètre du tube. Nous avons utilisé 2 méthodes différentes pour mesurer la TDD : les traces sur suies, et l'analyse de l'accélération du système choc – flamme créée dans le tube par métrologie par capteur de pression et fibre optique répartis de façon équidistante dans le tube sur les 50 premiers cm.

Le but de l'étude est la réduction de la TDD (en longueur L_{TDD} et en temps t_{TDD}). La TDD est détectée par l'analyse de l'accélération de flamme pour les mélanges stoechiométriques avec l'oxygène dilué par l'azote : $C_nH_m + (n+m/4).(O_2 + \beta.N_2)$ possédant une taille de cellule de détonation (et donc une détonabilité) équivalente aux CNPT ($P_0 = 1$ bar et

$T_0 = 293$ K). La réduction de la TDD découle de l'optimisation de la géométrie de manière à augmenter rapidement la création de turbulence lors de la propagation de la flamme. Pour ce faire nous avons installé 2 préchambres de volume fixé ($D = 25$ mm et $L = 30$ mm) terminées par des plaques percées par un ou plusieurs trous réalisant un rapport de blocage très élevé.

Nous avons obtenu les résultats suivants :

- la TDD n'a été observée que pour le tube de $D = 26$ mm de diamètre interne
- pour le mélange H_2 -air, on détermine que les meilleures obstructions pour terminer les préchambres sont : pour la 1^{ère} un trou de diamètre $\Phi = 9$ mm ($RB = 0,87$), et pour la 2^{nde} 4 trous de diamètre $\Phi = 5$ mm ($RB = 0,85$)
- il existe une longueur de spire minimum pour observer la TDD, si la spire est plus longue que cette valeur minimum la TDD se situe à la même distance du point d'allumage et la célérité de quasi détonation est de $85\% D_{CJ}$
- les mélanges ne transitent en détonation qu'après avoir atteint le régime de blocage thermique (dit de « choking »)
- la t_{TDD} dépend très fortement de la célérité de flamme laminaire du mélange étudié
- l'introduction des préchambres permet de réduire la t_{TDD} de 25-30% mais son influence semble faible sur L_{TDD}
- pour chaque combustible L_{TDD} dépend de la dilution ($\beta = N_2/O_2$), L_{TDD} augmentant avec β
- l'utilisation du paramètre adimensionné L_{TDD}/λ montre que le paramètre influençant la TDD est l'énergie d'activation réduite E_a/RT_c calculée derrière le choc de tête du régime de blocage
- quelque soit les mélanges étudiées $L_{TDD}/\lambda \sim 30$ (+/-25%)
- pour les mélanges de λ équivalent, on note une influence de l'enthalpie de réaction adimensionnée (Q/a_0^2) équivalente à celle de E_a/RT_c , on observe ce comportement parce qu'il existe une proportionnalité entre Q/a_0^2 et E_a/RT_{ZND} pour les mélanges de même λ .

V TRANSMISSION DE LA DETONATION

En nous appuyant sur les études antérieures (cf. chapitre II.C), nous cherchons à améliorer la transmission de la détonation depuis un tube de 26 mm de diamètre (représentant le tube initiateur du PDE dans la configuration que nous avons retenue) jusque dans une chambre de plus large volume de 200 mm de diamètre représentant la chambre de combustion de manière à obtenir un système fiable et compact.

De manière à déterminer le meilleur système de transmission, nous avons étudié différentes configurations géométriques du tube receveur :

- ouverture continue conique de la section,
- saut brutal de section vers un diamètre peu différent de celui de départ,
- introduction d'obstacle,
- utilisation des réflexions droites et obliques des ondes de choc issues de la diffraction...

Les résultats expérimentaux concernant ces géométries ainsi que la description du processus de diffraction et de ré-initiation de la détonation par l'analyse des résultats obtenus par la méthode des traces sur suies sont rapportés dans ce chapitre.

V.A *Transmission dans les cônes avec obstacle*

V.A.1 Description des mécanismes de transmission

Nous avons effectué l'étude de la transmission de la détonation depuis un tube de 26 mm de diamètre dans des cônes de demi angles au sommet variant de 5 à 55° avec l'introduction d'un obstacle central de rapport de blocage 0,5 à l'extrémité du tube.

Sur la Figure V.1 nous donnons le résultat de 2 tirs effectués avec le mélange $C_2H_2+2,5O_2$ de diffraction avec un obstacle central dans un cône de demi angle au sommet de 35° (cf. Figure V.1a) et à une pression initiale de 40 mbar, ainsi que dans un cône de 5° avec une pression initiale de 25 mbar (cf. Figure V.1b). Les traces observées montrent une évolution similaire qui correspond au même processus de ré-initiation que celui observé et rapporté par Priault (2003). L'obstacle central de forme conique confine progressivement la zone de propagation de la détonation et tend à créer une détonation forte qui diffracte par l'orifice annulaire créé entre l'obstacle et la paroi du tube.

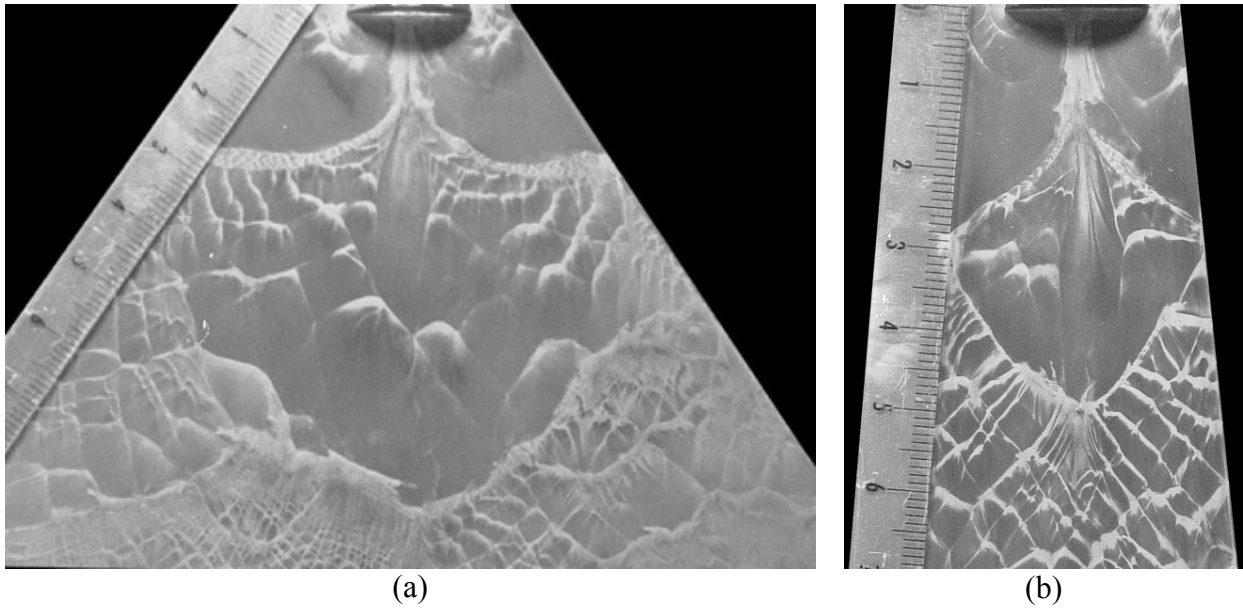


Figure V.1 : Exemple de transmission critique de la détonation dans les cônes pour le mélange $C_2H_2+2,5O_2$ pour $\alpha = 35^\circ$ et $P_0 = 40$ mbar (a), et $\alpha = 5^\circ$ et $P_0 = 25$ mbar (b)

L'expansion subie lors de la diffraction de la détonation détruit cette dernière qui se transforme en une zone de réaction découplée du choc de tête et crée dans le cône un système choc – flamme toroïdal. L'onde de choc se focalise au centre de l'obstacle. Le long de la paroi, bien que l'expansion soit plus faible que dans le cas d'une diffraction à 90° , la détonation s'éteint.

La focalisation du choc au centre de l'obstacle crée de forts niveaux de pression et de température derrière le choc centrifuge qui permettent la ré-initiation de la détonation. Cette détonation se propage dans les gaz frais dans les conditions initiales (sur l'axe derrière l'obstacle) et dans le milieu frais pré comprimé situé entre le choc et la flamme découplée. Dans ce dernier cas la détonation à propagation transversale dans les gaz réactifs comprimés est appelée super-détonation. Sur la paroi du cône, comme la diffraction est plus faible que dans le cas de l'espace libre ou du demi espace, la célérité du choc diffracté est plus importante que sur le reste du front. Au cours de sa propagation, le choc diffracté se déforme donc le long de la paroi. De ce fait, pour les petits angles, la forme de la zone de propagation de la super-détonation n'est pas un arc de cercle comme pour le cas de la diffraction à 90° mais une parabole étirée quand on se rapproche de la paroi. La déformation est d'autant plus grande que l'angle d'ouverture du cône est faible. Dans le cas critique, la collision de la super-détonation et de la paroi du cône entraîne la création d'un choc très fort qui ré-initie la détonation à la paroi et la transmet à tout le cône. Pour une pression plus élevée que le cas critique, la super-détonation peut permettre la ré-initiation de la détonation à partir du centre de focalisation derrière l'obstacle comme dans le cas de la diffraction à 90° (Priault 2003).

V.A.2 Pression initiale et d/λ limite de transmission

La Figure V.2 représente la pression initiale P_0 limite à partir de laquelle on observe la transmission de la détonation (pour les valeurs supérieures) ou l'extinction de la détonation (pour des valeurs inférieures) en fonction du demi angle α au sommet du cône pour le mélange $C_2H_2+2,5O_2$, dans les cas avec et sans obstacle central. Les valeurs reportées sur cette courbe correspondant au cas sans obstacle on été obtenues sur le même montage expérimental (tube de 4m de long et diamètre $d = 26$ mm de diffraction) par Khasainov (2003-2005). Nous avons effectué des tirs pour chaque angle en faisant diminuer la pression de 5 en 5 mbar jusqu'à obtenir l'échec de la transmission. On peut voir que pour les angles supérieurs à 55° , la pression critique P_{0c} pour obtenir la transmission est la même que dans le cas à 90° ($P_{0c} = 41$ mbar obtenue par Priault). Lorsque l'angle du cône diminue on observe que la pression nécessaire pour transmettre la détonation diminue linéairement à partir de 41 mbar jusqu'à une pression P_0 de 20 mbar depuis l'angle de 50° jusqu'à 5° .

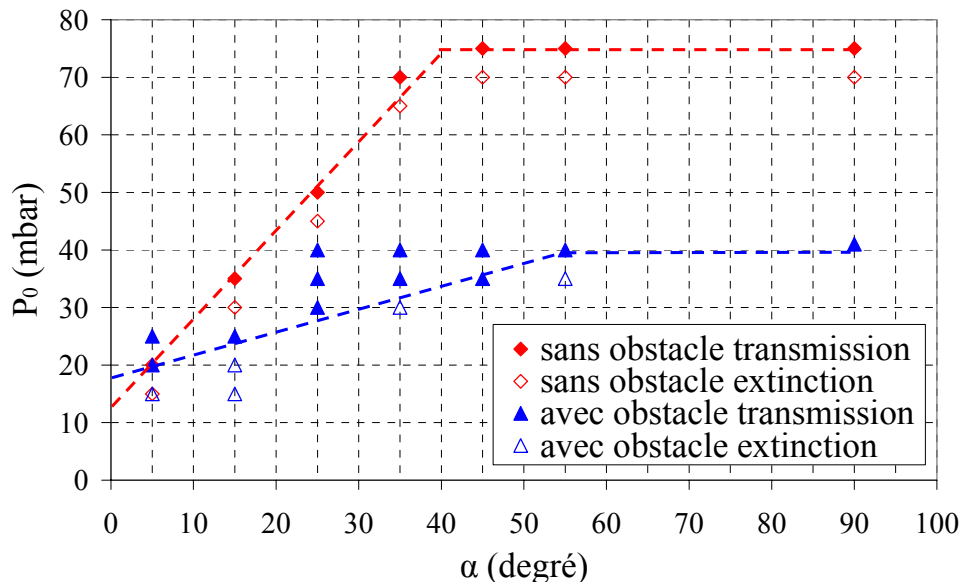


Figure V.2 : Pression initiale limite P_{0c} de transmission de la détonation en fonction de l'angle α du cône (mélange $C_2H_2+2,5O_2$, $T_0 = 293$ K)

La Figure V.3 permet de d'observer l'influence de l'introduction d'un obstacle conique central (d'angle au sommet de 30°) de rapport de blocage $RB = 0,5$ sur les valeurs adimensionnées de d/λ minimales nécessaires pour transmettre la détonation depuis un tube de diamètre $d = 26$ mm dans un cône en fonction du demi angle au sommet de ce cône. Dans le cas de la diffraction dans l'espace libre la valeur critique de transmission des mélanges oxyacétyléniques est $k_c = (d/\lambda)_c = 11$, alors nous avons choisi d'adimensionner les valeurs de d/λ limite par cette valeur critique.

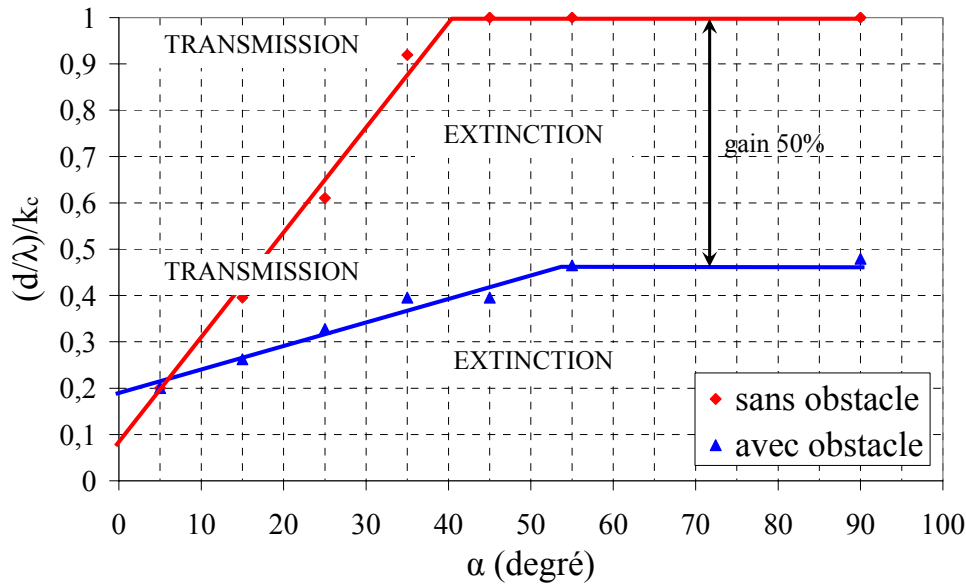


Figure V.3 : Valeur adimensionnée du rapport d/λ limite de transmission de la détonation dans un cône en fonction du demi angle au sommet α , en présence d'obstacle central $BR = 0,5$ et sans obstacle pour le mélange $C_2H_2+2,5O_2$

Lorsque la diffraction s'effectue sans obstruction :

- 1) pour $\alpha > 40^\circ$ le rapport d/λ critique de ré-initiation est le même que pour $\alpha = 90^\circ$
- 2) lorsque α diminue, le rapport d/λ critique nécessaire diminue aussi, jusqu'à la même valeur de $0,2.k_c$ pour l'angle de 5° .

Lorsqu'un obstacle central est introduit on observe une évolution identique à celle décrite précédemment, on remarque que la limite de ré-initiation de la détonation, pour les angles supérieurs à 50° , correspond à celle observée par Priault ($d/\lambda \sim k_c/2$) dans le cas d'une ouverture brutale avec obstacle dans un demi-espace libre correspondant à $\alpha = 90^\circ$. Si on diminue la valeur de α , la valeur limite de ré-initiation diminue régulièrement jusqu'à la valeur de $d/\lambda \sim k_c/5$ pour l'angle 5° .

L'extrapolation de l'évolution linéaire des courbes jusqu'à la valeur de l'angle α de 0° , ce qui correspond à un tube continu sans écartement des parois, nous permet d'estimer que dans le cas sans obstacle la valeur de d/λ serait de l'ordre de $0,1-0,05.k_c$, et de l'ordre de $0,18.k_c$ pour le cas avec obstacle. La valeur limite d'existence (au sens de la cellule de détonation) d'une détonation autonome et stationnaire quasi CJ dans un tube a été donnée par Peraldi et al. (1986) comme étant $d/\lambda \sim 1$, ce qui pour le mélange utilisé donne une valeur $(d/\lambda)/k_c \sim 0,08$. Cette valeur est en accord avec l'évolution observée par Khasainov (2003-2005).

Il apparaît que pour l'angle de 5° , la pression limite de transmission est la même pour les 2 configurations géométriques. Ceci signifie que le gain dans la transmission, de l'ordre de 50%, observé pour l'ouverture à 90° ne se maintient pas lorsque α diminue. Le Tableau V.1 rapporte les résultats des Figure V.2 et Figure V.3, sur la pression critique pour laquelle on

observe la ré-initiation dans le cône en fonction de α pour les 2 configurations géométriques (avec et sans obstacle). Les valeurs extrapolées pour $\alpha = 0^\circ$ sont incluses dans le tableau. Les rapports d/λ et $(d/\lambda)/k_c$, calculés grâce à la formule d'évolution de la taille de cellule λ en fonction de la pression initiale pour le mélange $C_2H_2+2,5O_2$ (cf. tableau III.3), sont aussi rapportés. En comparant les valeurs critiques des 2 configurations pour chaque valeur de α , on peut calculer le gain (en d/λ) apporté sur la transmission de la détonation par l'introduction de l'obstacle par rapport à celle sans obstacle. La Figure V.4 représente l'évolution de ces 2 gains en fonction de α .

α ($^\circ$)	Résultats avec obstacle			Khasainov (2003) sans obstacle			Gain en d/λ (%)
	P_{0c} (mbar)	d/λ	$(d/\lambda)/k_c$	P_{0c} (mbar)	d/λ	$(d/\lambda)/k_c$	
0	18	1,90	0,18	11	1,04	0,10	-82
5	20	2,16	0,20	20	2,16	0,20	0,0
15	25	2,84	0,26	35	4,27	0,40	33,6
25	30	3,54	0,33	50	6,60	0,61	46,3
35	35	4,27	0,40	70	9,94	0,92	57,0
45	35	4,27	0,40	75	10,81	1,00	60,5
55	40	5,03	0,47	75	10,81	1,00	53,5
90	41	5,18	0,48	75	10,81	1,00	52,1

Tableau V.1 : Pression limite pour obtenir la transmission dans un cône avec et sans obstacle

La Figure V.4 montre l'évolution du gain suivante (en rapport d/λ) :

- pour $\alpha > 35^\circ$, le gain reste constant autour de 50%
- pour $15^\circ < \alpha < 35^\circ$, le gain diminue régulièrement jusqu'à 30% pour $\alpha = 15^\circ$
- pour $\alpha < 15^\circ$, le gain diminue plus drastiquement pour devenir négatif sur les valeurs extrapolées à 0° .

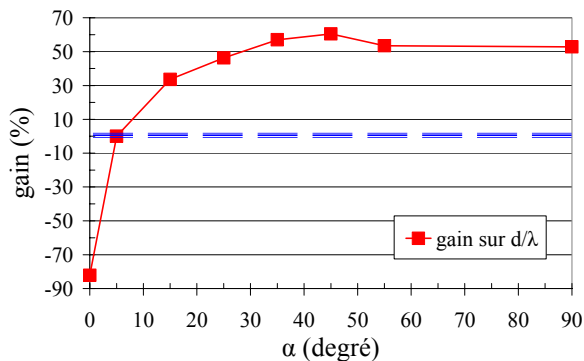


Figure V.4 : Evolution du gain à la transmission lors de l'introduction d'obstacle en fonction du demi angle au sommet du cône

Ainsi l'introduction d'un obstacle avant une variation de section conique permet l'amélioration de la transmission pour des angles $\alpha \geq 15^\circ$. Le gain étant du même ordre de grandeur. La condition de ré-initiation doit être la même et dépendre de l'intersection de la super-détonation avec la paroi. Lorsque la pression n'est plus suffisante pour permettre à la

super-détonation d'exister jusqu'à la paroi du cône, la ré-initiation ne peut avoir lieu et on observe l'échec de la transmission.

Par contre pour les angles faibles, il semble que l'introduction d'obstacle devienne un phénomène perturbateur de la propagation de la détonation et qu'un obstacle de ce type nécessite un milieu plus détonant, au sens de λ , pour que la détonation puisse recouvrer sa structure rapidement après le passage de l'obstacle, au sens de la ré-initiation à la paroi, sinon la ré-initiation nécessiterait une période de TDD.

Priault (2003) a étudié l'effet du retrait de l'obstacle dans le tube juste avant la diffraction. Des retraits jusqu'à 4 mm ($h/d = -17\%$) ont été étudiés, il apparaît que la perturbation de la propagation de la détonation engendrée par l'obstacle défavorise la transmission. Une autre configuration étudiée par Priault correspond à un retrait de 27,5 mm, dans ce cas la ré-initiation de la détonation, après collision des ondes de choc diffractées sur les parois, créent une période de détonation forte qui permet une amélioration de la transmission par rapport au cas sans obstacle, mais ce gain est beaucoup plus faible que dans le cas où l'obstacle est situé dans la section de sortie du tube.

V.B Transmission au travers d'un saut de section sans obstacle central

V.B.1 Caractérisation de la détonation diffractante

De manière à nous assurer que la diffraction d'une détonation CJ autonome est observée lors des essais expérimentaux, nous avons effectué à chaque tir la mesure de la célérité de détonation juste avant la diffraction. La comparaison entre la célérité mesurée de détonation et celle obtenue par un code de calcul d'équilibres chimiques (QUARTET) est représentée sur la Figure V.5.

Notre système de mesure possède une erreur moyenne de l'ordre de 3%, fonction de la configuration expérimentale et de la célérité de l'onde. Cette erreur est représentée par les barres d'erreur sur chaque point de mesure. On peut alors voir que la célérité mesurée est toujours de l'ordre de la valeur théorique, on en déduit donc que lors des essais expérimentaux, nous observons bien la diffraction d'une onde CJ autonome.

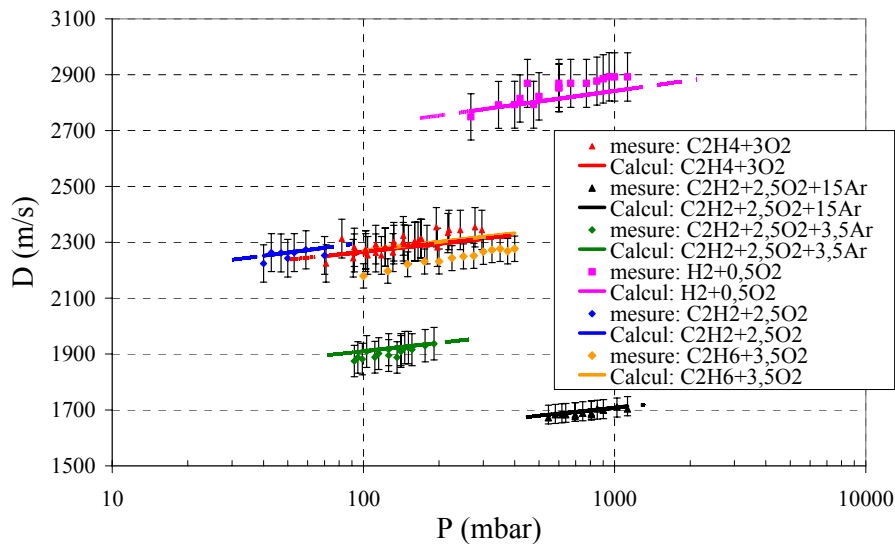


Figure V.5 : Comparaison entre la célérité de la détonation diffractant du tube et la valeur théorique CJ

V.B.2 Description des résultats pour les changement de section sans obstacle

Nous avons effectué l'étude de la variation de la longueur de ré-initiation de la détonation en fonction de la pression initiale lors de la transmission de la détonation d'un tube de diamètre $d = 26$ mm vers un tube de plus grand diamètre $D = 39$ et 52 mm, correspondant aux sauts de diamètre (D/d) de valeur 1,5 et 2. Nous avons utilisé dans cette géométrie 6 mélanges réactifs stœchiométriques avec l'oxygène contenant les combustibles suivants : C_2H_2 , C_2H_4 , C_2H_6 et H_2 , les mélanges contenant du C_2H_2 pouvant être dilués avec de l'argon (cf. Tableau V.2).

Les résultats rapportés ici sont obtenus par l'analyse des traces laissées par l'onde de détonation et les ondes de choc, issues de la diffraction, sur une plaque recouverte de noir de carbone. La longueur de ré-initiation ($L_{\text{ré-initiation}}$) est définie comme le premier point sur la plaque où apparaît la détonation depuis la marche constituée par le saut de section.

V.B.2.a Condition de transmission pour $D/d = 2,0$

Pour les 6 mélanges utilisés nous observons un comportement similaire pour le phénomène de re-initiation lorsque l'on fait varier la pression initiale (P_0). La Figure V.6 résume l'évolution caractéristique de la diffraction par la méthode des traces sur suies en fonction de la pression initiale (ou du rapport d/λ calculé à partir de l'évolution de la taille de cellule de détonation en fonction de la pression) lors de la diffraction de la détonation pour le mélange $C_2H_4+3O_2$.

a)
 $d/\lambda = 14,5$
 $P_0 = 296 \text{ mbar}$

b)
 $d/\lambda = 10,27$
 $P_0 = 217 \text{ mbar}$

c)
 $d/\lambda = 7,58$
 $P_0 = 165 \text{ mbar}$

d)
 $d/\lambda = 4,44$
 $P_0 = 102 \text{ mbar}$

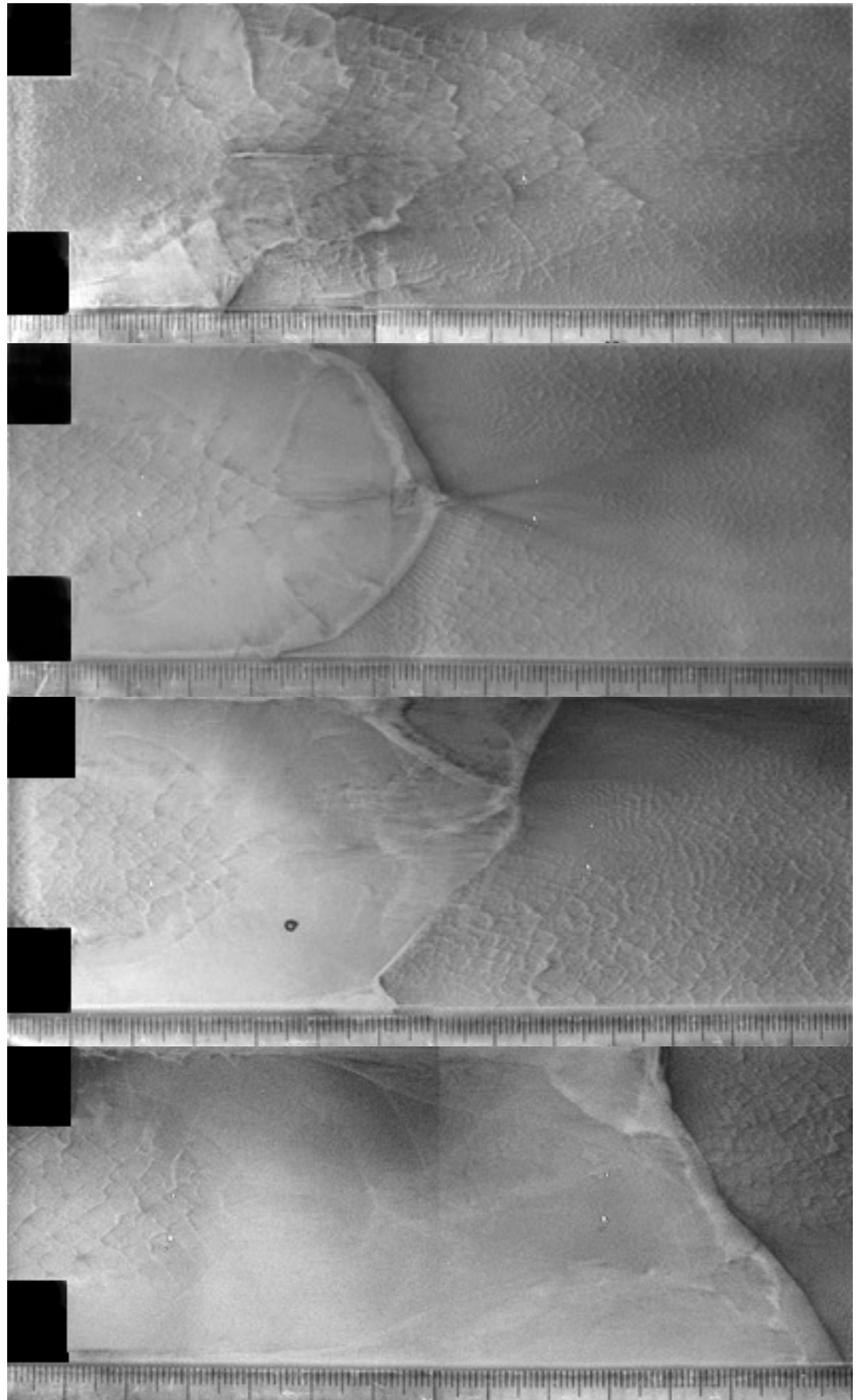


Figure V.6 : Exemple typique de traces sur suie pour le mélange $\text{C}_2\text{H}_4+3\text{O}_2$ à $T_0 = 293 \text{ K}$ en fonction de la pression initiale (P_0)

Lorsque la détonation débouche du tube de 26 mm, nous observons tout d'abord l'extinction progressive de la détonation (cône d'extinction) à cause de la diffraction dans le second tube. Les ondes de détente latérales, issues de l'expansion, découpent la zone de réaction de l'onde de choc et un système choc – flamme est alors obtenu dans le tube. Lorsque l'onde de choc se réfléchit sur les parois du tube différents mécanismes de ré-initiation sont identifiés en fonction de la pression initiale :

- 1) Pour $P_0 \geq P_{0c}$ (P_{0c} étant la pression critique de transmission de la détonation à l'espace libre), la détonation diffractant subit les effets de l'expansion latérale et s'éteint à partir des bords de l'orifice par l'action d'ondes de rarefaction. La ré-initiation a lieu sur la tête de détente avant que cette dernière n'ait pu éteindre complètement la détonation sur l'axe. Ainsi, la détonation existant sur l'axe permet la ré-initiation à tout le mélange réactif dans le second tube (Figure V.6a)
- 2) Pour $P_0 < P_{0c}$, les ondes d'expansion latérales de tête détruisent la détonation jusqu'à l'axe de symétrie. On observe alors la propagation d'un choc divergent suivi d'une flamme décollée. La réflexion de l'onde de choc sur la paroi permet d'obtenir une ré-initiation de la détonation au niveau de la paroi du second tube, à une distance $L_{ré-initiation} = L_0 \sim 35$ à 40 mm cf. Figure V.6b. Cette ré-initiation est symétrique sur la plaque on peut alors estimer qu'elle a lieu à cette abscisse au niveau de la paroi partout dans la section à L_0 .
- 3) Lorsque P_0 diminue, la distance $L_{ré-initiation}$ varie peu et reste pratiquement constante et égale à L_0 (à 10-15% près), jusqu'à une pression P_{0lim} où l'on observe que la ré-initiation n'est plus symétrique et que le point de ré-initiation s'écarte de la paroi (cf. Figure V.6c).
- 4) Pour $P_0 < P_{0lim}$, on continue à observer la ré-initiation mais à une distance $L_{ré-initiation} > L_0$ (cf. Figure V.6d). A partir de P_{0lim} , $L_{ré-initiation}$ s'accroît et semble augmenter régulièrement avec la diminution de P_0 . Le point de ré-initiation semble suivre la trajectoire des points triples de chocs créés à la paroi, il est donc encore sous l'influence des ondes de choc issues de la diffraction de la détonation.
- 5) Lorsque P_0 diminue encore et devient inférieure à une seconde limite P_{0TDD} , l'accroissement de $L_{ré-initiation}$ s'accélère. La ré-initiation semble alors sous l'influence du processus de Transition Déflagration Détonation.

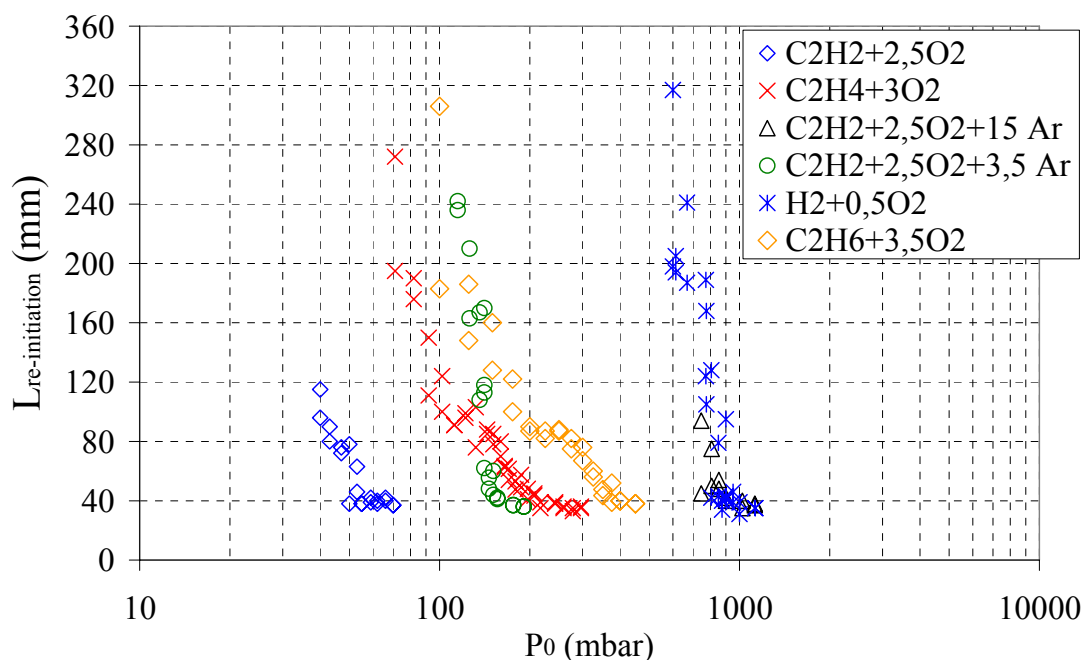


Figure V.7 : Variation de $L_{\text{ré-initiation}}$ en fonction de la pression initiale pour les mélanges utilisés lors de l'étude.

L'évolution de $L_{\text{ré-initiation}}$ en fonction de P_0 , décrite précédemment, est donnée sur la Figure V.7 pour l'ensemble des mélanges étudiés. On note que pour $P_{0\text{lim}} < P_0 < P_{0c}$ la longueur de ré-initiation est constante et la même pour tous les mélanges et que dès que $P_0 < P_{0\text{lim}}$ cette longueur augmente brusquement. On voit alors que la transmission de la détonation s'effectue encore dans le tube mais qu'elle nécessite des longueurs plus importantes. La ré-initiation de la détonation n'est plus contrôlée par les mêmes phénomènes. En effet, dans ce cas, la transmission n'est plus la conséquence directe de la réflexion de l'onde de choc diffractée sur les parois, mais nécessite des phénomènes de collision d'onde de choc et/ou de ré-accelération de flamme. Le comportement non reproductible de ce processus de ré-initiation implique que les longueurs de ré-initiation peuvent varier d'un facteur 2 ($\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2 + 3,5\text{Ar}$, $D/d = 2$, $P_0 = 141$ mbar, $L_{\text{ré-initiation}} = 62-113-118-170$ mm, cf. Figure V.7).

Mélange	P_{0c} (mbar)	$d/\lambda)_c$	$P_{0\text{lim}}$ (mbar)	$d/\lambda)_{\text{lim}}$	$P_{0\text{TDD}}$ (mbar)	$d/\lambda)_{\text{TDD}}$
$\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5 \text{O}_2$	76	11	55	7,4	43	5,5
$\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5 \text{O}_2 + 3,5 \text{Ar}$	215	13	156	9,1	146	8,45
$\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5 \text{O}_2 + 15 \text{Ar}$	1225	26	902	17,9	746	14,3
$\text{C}_2\text{H}_4 + 3 \text{O}_2$	275	13	197	9,2	102	4,55
$\text{C}_2\text{H}_6 + 3,5 \text{O}_2$	434	12	350	7,2	175	3,4
$\text{H}_2 + 0,5 \text{O}_2$	766	13	875	15	875	15

Tableau V.2 : Pression et rapport d/λ pour la diffraction critique à l'espace libre (noté c), ainsi que pour un saut de diamètre ($D/d = 2$) cas de ré-initiation à la paroi (noté lim) et d'apparition du régime de TDD (noté TDD) pour les différents mélanges étudiés

V.B.2.b Condition de transmission pour $D/d = 1,5$

L'étude de la variation de la longueur de ré-initiation en fonction de la pression initiale par la méthode des traces a été effectuée pour le saut de diamètre $D/d = 1,5$ avec les 4 mélanges suivant $C_2H_4+3O_2$, $C_2H_6+3,5O_2$, $C_2H_2+2,5O_2+3,5Ar$ et $H_2+0,5O_2$.

Les résultats obtenus de $L_{ré-Initiation}$ en fonction de P_0 sont donnés sur la Figure V.8, la variation de $L_{ré-Initiation}$ montre le même profil que dans le cas $D/d = 2$. Pour une pression inférieure à P_{0c} et jusqu'à une pression P_{0lim} (inférieure au cas précédent) la longueur de ré-initiation est la même (autour de $L_0 \sim 25$ mm), puis lorsque $P_0 < P_{0lim}$ elle augmente fortement.

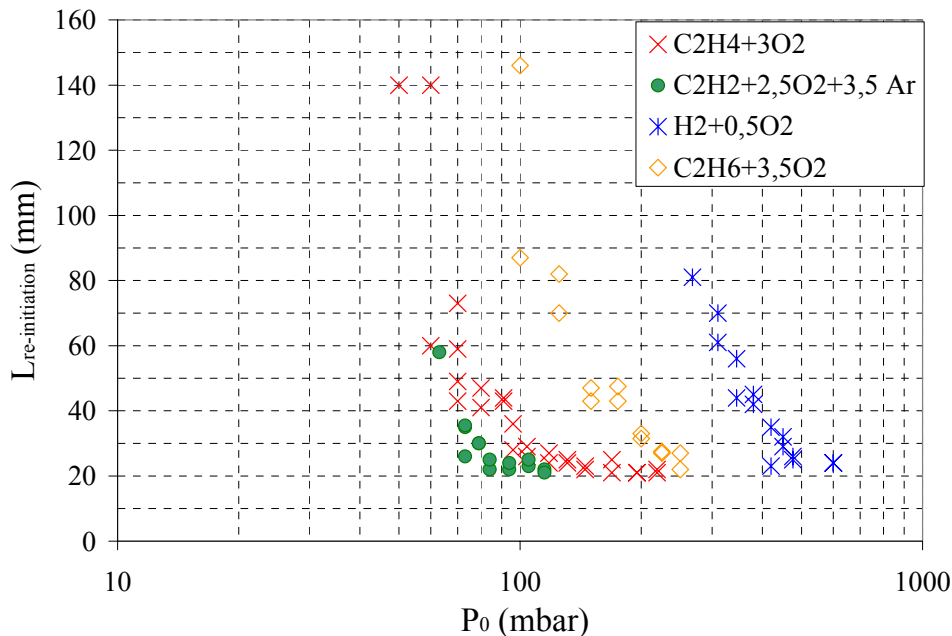


Figure V.8 : Variation de $L_{ré-Initiation}$ en fonction de la pression initiale pour les mélanges réactifs étudiés

Ces résultats montrent que les processus permettant la ré-initiation de la détonation sont les mêmes que dans le cas précédent et sont liés à l'hydrodynamique de la diffraction puisque pour un rapport d'aspect donné, la longueur initiale de ré-initiation L_0 est la même pour tous les mélanges étudiés qui possèdent des caractéristiques thermodynamiques très différentes.

V.B.3 Analyse des résultats expérimentaux

V.B.3.a Résultat en d/λ

Pour chacun des mélanges réactifs étudiés, nous avons tracé la variation de la longueur de transmission en fonction du nombre de cellules de détonation dans le diamètre du tube initiateur (d/λ) pour $D/d=2$ et $1,5$ respectivement sur les Figure V.9 et Figure V.10. Chaque tir effectué, nous obtenons 2 informations de $L_{\text{ré-Initiation}}$, une de chaque coté de la plaque recouverte de suie qui si la diffraction est reproductible donne le même résultat. Les valeurs présentées ici sont la moyenne pour chaque tir des 2 mesures de $L_{\text{ré-Initiation}}$.

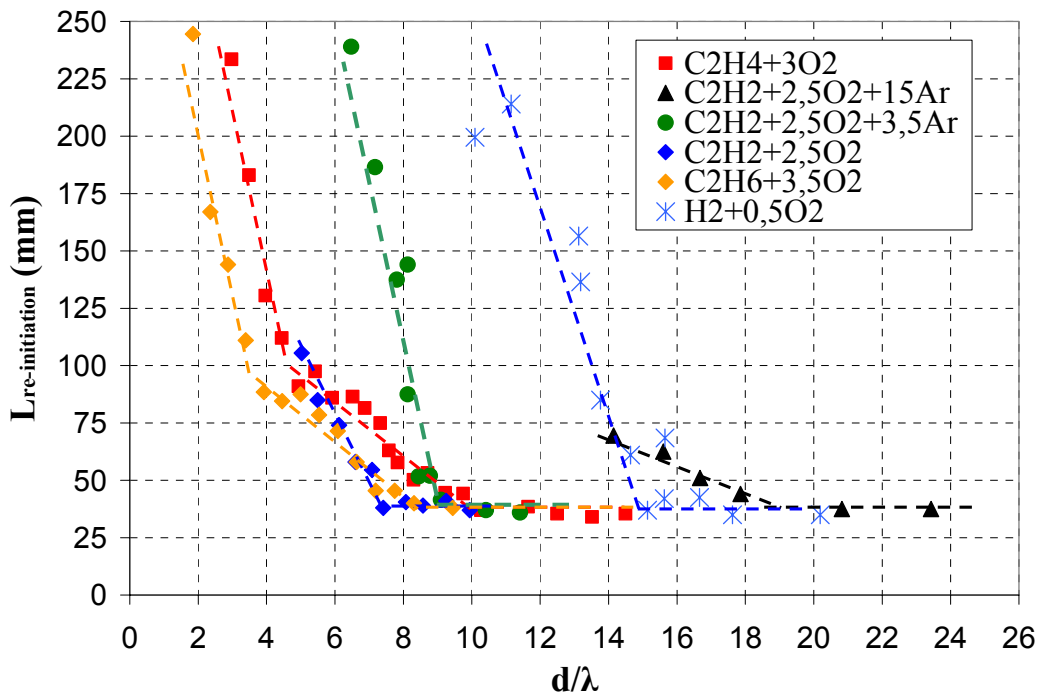


Figure V.9 : $L_{\text{ré-Initiation}}$ en fonction de d/λ pour les différents mélanges réactifs étudiés pour un saut de section $D/d = 2$

Pour ces 2 sauts de diamètre nous observons que la variation de $L_{\text{ré-Initiation}}$ est la même pour tous les mélanges en fonction de d/λ : $L_{\text{ré-Initiation}}$ constante pour d/λ supérieure à une valeur limite, puis on constate une brusque augmentation lorsque d/λ devient inférieure. Pour chaque mélange les valeurs de $P_{0\text{lim}}$ et $(d/\lambda)_{\text{lim}}$ correspondante sont reportées dans le Tableau V.2. Néanmoins, il ressort que les valeurs limites sont différentes alors que la similitude de nos résultats était attendue. La similitude des résultats en diffraction libre est observée, elle signifie que pour une configuration géométrique donnée (diamètre de tube d) on observera le même comportement (transmission ou absence de transmission) si le même rapport d/λ est conservé. Moen et al. (1986) et Desbordes et al. (1993) ont montré que cette règle de similitude n'était plus valable pour les mélanges à forte dilution en gaz rare, pour lesquels la valeur critique de transmission ($d/\lambda_c = k_c$) pouvant varier d'un facteur 2 ($k_c = 26$ pour 80% de dilution avec l'argon par rapport à $k_c = 11$ pour le mélange $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$). Chacun des mélanges réactifs étudiés possède une valeur de k_c distincte (cf. tableau III.3) ce qui peut expliquer

l'écart des valeurs limites des courbes des Figure V.9 et Figure V.10. Nous avons alors adimensionné les valeurs de d/λ avec les valeurs de k_c propres à chaque mélange, tout d'abord pour les mélanges contenant un hydrocarbure C_nH_m puis nous commenterons plus loin le cas du mélange $H_2+0,5O_2$.

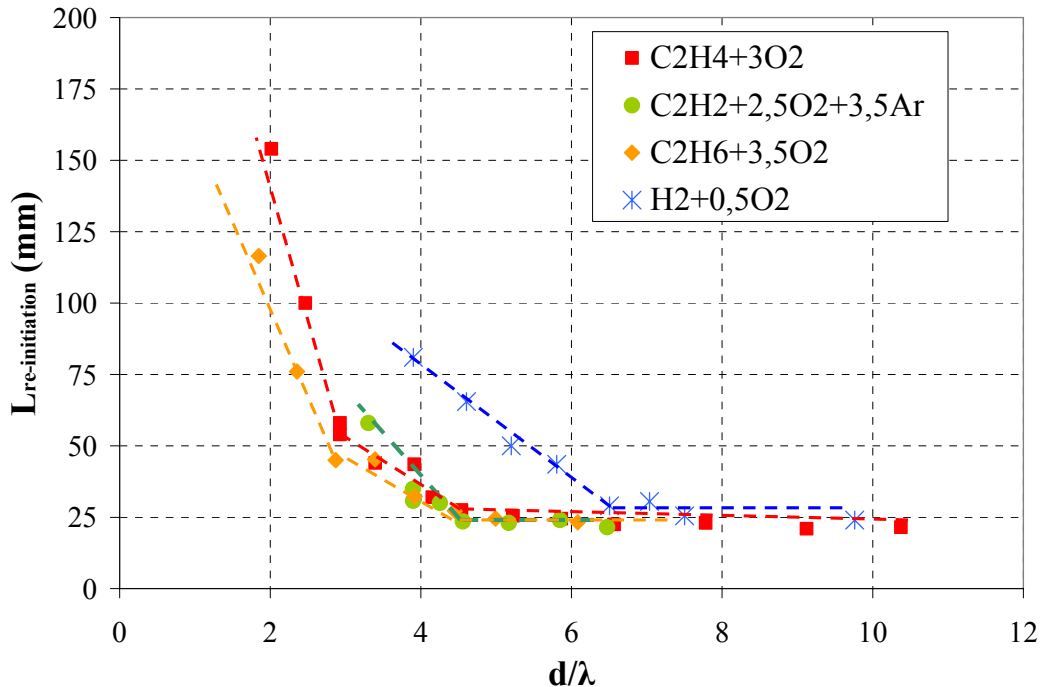


Figure V.10 : $L_{ré-initiation}$ en fonction de d/λ pour les différents mélanges réactifs étudiés pour un saut de diamètre $D/d = 1,5$

V.B.3.b Variation en $(d/\lambda)/k_c$ pour les mélanges C_nH_m

Les Figure V.11 et Figure V.12 représentent la longueur de ré-initiation en fonction du paramètre adimensionné $(d/\lambda)/k_c$ pour les mélanges avec hydrocarbure respectivement pour $D/d=2$ et $1,5$. Dans ce cas on observe que les différentes courbes obtenues se regroupent en une seule et même évolution et ceci pour les 2 configurations géométriques différentes. On montre alors que, pour tous les mélanges réactifs étudiés, la longueur de re-initiation évolue selon 3 domaines distincts lorsque les conditions initiales se situent en dessous de k_c :

- Domaine 1 : pour $k_{lim}/k_c < (d/\lambda)/k_c < 1$, on obtient un plateau : la ré-initiation est située à une distance fixe du saut de diamètre, elle s'effectue en plusieurs points de la paroi du tube
- Domaine 2 : pour $k_{TDD}/k_c < (d/\lambda)/k_c < k_{lim}/k_c$ (k_{TDD} variant en fonction du mélange cf. Tableau V.3) on observe une rupture de pente : $L_{ré-Initiation}$ augmente de façon régulière et selon une droite de même pente quelque soit le mélange
- Domaine 3 : Pour $(d/\lambda)/k_c < k_{TDD}/k_c$ on observe une seconde rupture de pente alors $L_{ré-Initiation}$ augmente très rapidement avec la diminution de $(d/\lambda)/k_c$

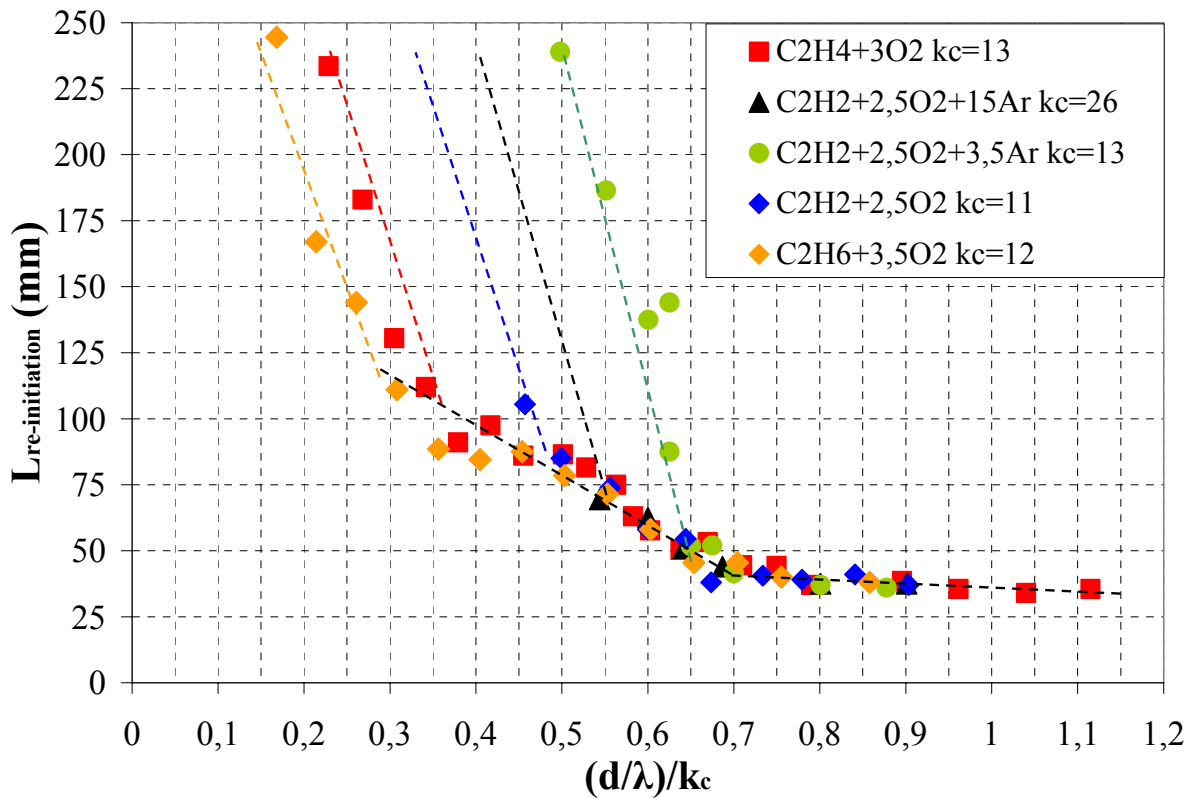


Figure V.11 : $L_{ré-initiation}$ en fonction de $(d/\lambda)/k_c$ pour différents mélanges réactifs (à base d'hydrocarbures) pour le saut de diamètre $D/d = 2$

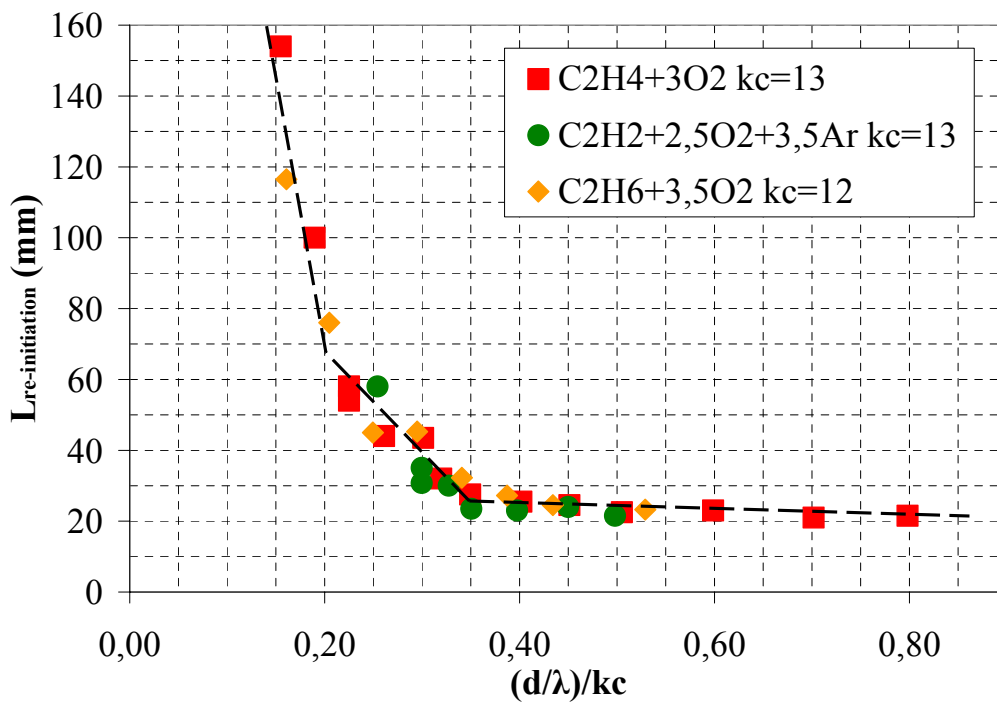


Figure V.12 : $L_{ré-initiation}$ en fonction de $(d/\lambda)/k_c$ pour différents mélanges réactifs (à base d'hydrocarbures) pour le saut de diamètre $D/d = 1,5$

mélange	$k_c=d_c/\lambda$	D/d	k_{lim}	k_{lim}/k_c	k_{TDD}	k_{TDD}/k_c
$C_2H_2 + 2,5 O_2$	11	2	7,4	0,67	5,5	0,50
$C_2H_2 + 2,5 O_2 + 3,5 Ar$	13	2	9,1	0,70	8,5	0,65
		1,5	4,3	0,33	*	*
$C_2H_2 + 2,5 O_2 + 15 Ar$	26	2	17,9	0,69	14,3	0,55
$C_2H_4 + 3 O_2$	13	2	9,2	0,71	4,6	0,35
		1,5	4,4	0,34	*	*
$C_2H_6 + 3,5 O_2$	12	2	7,7	0,67	3,4	0,28
		1,5	3,9	0,34	*	*

Tableau V.3 : Résultats de k_{lim} et k_{TDD} pour nos différents mélanges et conditions expérimentales

V.B.3.c Phénoménologie de l'écoulement pour $k_{lim}/k_c < (d/\lambda)/k_c < 1$

Pour d/λ compris entre k_c et $k_{lim} \sim 70\%$ de k_c pour $D/d = 2$ et $\sim 34\%$ pour $D/d = 1,5$, on observe que la ré-initiation de la détonation s'effectue toujours à la même abscisse L_0 depuis le saut de section (entre 35 et 40 mm pour $D/d = 2$ et entre 23 et 27 mm pour $D/d = 1,5$) quelque soit le mélange réactif, la valeur de L_0 augmentant légèrement lorsque la pression diminue. De plus, cette ré-initiation est symétrique sur la plaque à partir des parois du tube, ce qui signifie que le lieu de ré-initiation se situe dans cette section et en plusieurs endroits.

Lorsqu'une onde de détonation diffracte depuis un tube, l'écoulement obtenu est le même quelque soit le mélange réactif, et ne va dépendre que de l'hydrodynamique du milieu. L'onde de choc issue de la diffraction va se comporter comme une onde quasi-sphérique ayant comme centre le point de la section de sortie du tube situé sur l'axe. Cette onde va interagir avec la paroi latérale du tube récepteur (de diamètre $D > d$) et sa réflexion, tout d'abord régulière, va évoluer en réflexion de Mach à partir d'une certaine abscisse.

Dans la suite de cette partie, la formation et la structure de l'onde de Mach sont présentées. Ensuite nous discutons des aptitudes de l'onde de Mach à favoriser la re-initiation, et estimons la distance à partir de laquelle elle apparaît sur la paroi du tube récepteur, nous vérifierons alors si cette distance est cohérente avec la ré-initiation.

V.B.3.c.1 Réflexion de Mach

Si on considère la réflexion d'une onde choc sur un « coin » formé par un changement brutal de pente du mur le long duquel se propage l'onde (cf. Figure V.13), on observe 2 scénarii de réflexion dépendant du nombre de Mach de l'onde incidente et de l'angle δ créé par ce coin : une réflexion régulière ou celle irrégulière dite de Mach.

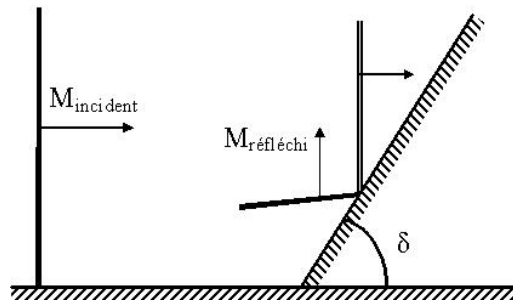


Figure V.13 : Schéma de l'interaction entre une onde de choc incidente et un coin

Pour un nombre de Mach de l'onde incidente fixé et pour de grand angle δ la réflexion observée est régulière. Lorsque l'on fait diminuer l'angle δ il arrive un angle (généralement inférieur à 45°) à partir duquel la déflexion de l'écoulement créé par le système d'onde réfléchi ne peut pas permettre aux lignes de courant de redevenir parallèles à la paroi après le passage de l'onde réfléchi. Dans ce cas une onde de choc se crée normale à la paroi, pour empêcher le décollement théorique des lignes de courant en proche paroi (ce qui signifierait créer une zone de vide, ce qui n'est pas physiquement acceptable). On appelle cette onde réflexion de Mach, et elle possède une structure particulière.

La réflexion irrégulière de Mach décrite par la théorie des « 3 ondes » se décompose comme suit : une onde de choc incidente, un onde de Mach normale à la paroi (« Mach stem »), et une onde de choc réfléchi. Ces 3 ondes se coupent en un seul point appelé point triple, au fur et à mesure de la progression de l'onde de choc incidente le long de la paroi, on observe que le point triple s'éloigne de la paroi. Les conditions aux limites imposent qu'il existe la même pression derrière l'onde réfléchi et l'onde de Mach, néanmoins le saut de température derrière le seul choc de Mach est plus important que derrière l'onde réfléchi (l'écoulement ayant subi 2 compressions successives de plus faible intensité). De plus la déflexion de l'écoulement étant différente derrière chacune de ces structures, il existe une ligne de glissement (SL) entre l'écoulement derrière l'onde de Mach et celle réfléchi.

Des calculs numériques (Collela et al. 1985) montrent que ce système de Mach à la paroi permet d'obtenir 2 conditions hydrodynamiques intéressantes pour créer les conditions de ré-initiation de la détonation : une forte augmentation de la température derrière l'onde de Mach et au niveau de la ligne de glissement, ainsi que la création d'un vortex derrière l'onde de Mach. La ligne de glissement crée une zone de recirculation derrière le système de Mach. De plus, la forte pression due à l'impulsion de l'écoulement réfléchi sur la paroi permet un « wall jet » observé expérimentalement et numériquement (cf. Figure V.14).

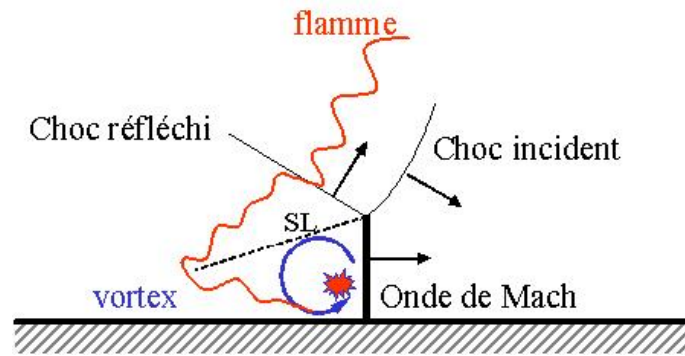
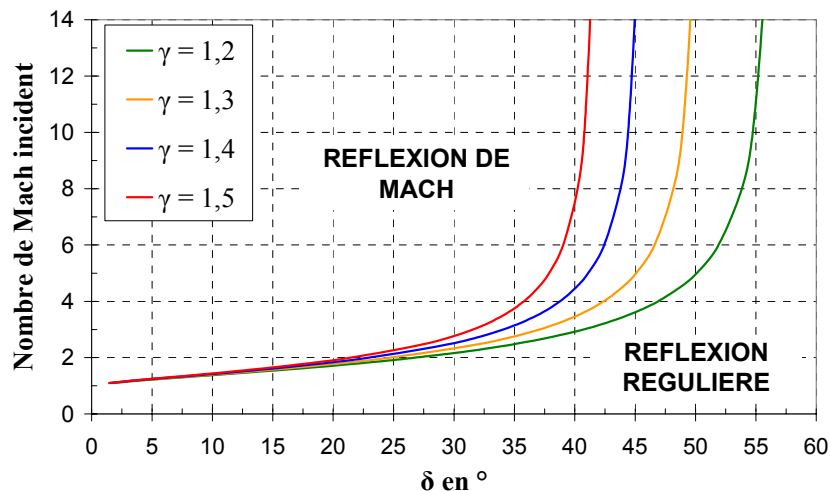


Figure V.14 : Schéma du système de Mach à la paroi

A partir des polaires de choc donnant le nombre Mach après une onde de choc attachée à un dièdre en fonction du nombre de Mach incident, pour chaque angle du dièdre on peut déterminer le nombre de Mach limite en dessous duquel on n'observe plus de réflexion régulière (c'est-à-dire où le choc se détache de la pointe du dièdre). L'évolution du nombre de Mach minimum pour avoir la réflexion de Mach en fonction de l'angle du dièdre est donnée sur la Figure V.15. Cette courbe dépend exclusivement de la valeur de γ , au regard de la valeur asymptotique (autour de 45° pour $\gamma = 1,4$).

Figure V.15 : Limite entre la réflexion régulière et celle de Mach en fonction du nombre de Mach et de l'angle d'incidence de l'onde de choc incidente pour différentes valeurs de γ

V.B.3.c.2 Estimation du Mach à la paroi en fonction de l'abscisse

Lorsque la détonation diffracte depuis le tube, elle donne un système choc – flamme qui se propage dans le milieu. Le choc peut être considéré comme quasi sphérique avec pour centre le point situé sur l'axe dans la section de sortie du tube. Des études ont montré (Sochet et al. 1999) que l'évolution de la force du choc en fonction de la distance atteinte par l'onde de choc à partir de l'extrémité du tube, correspondait à l'explosion d'une charge centrale subissant une expansion sphérique. Leurs résultats nous permettent donc de calculer pour les mélanges réactifs étudiés (non dilués par l'argon) la décroissance de la force du choc (et donc

de son nombre de Mach) en fonction de l'abscisse à la paroi du tube récepteur (la méthode utilisée est décrite en ANNEXE 3).

En première approximation on admet que le choc diffractant est sphérique, le confinement cylindrique du tube récepteur tend alors à diminuer d'un ordre le nombre de variables libres et crée ainsi une géométrie axisymétrique. On considère que l'interaction de l'onde sphérique sur les parois du tube cylindrique est similaire à l'interaction d'une onde plane sur un dièdre. Les limites d'apparitions du système de Mach alors sont suffisamment proches pour pouvoir ramener localement la réflexion à un problème à une dimension.

Alors le calcul de l'angle d'intersection du choc avec la paroi en fonction de l'abscisse peut être estimé, et pour chaque abscisse le nombre de Mach du choc incident et la valeur nécessaire pour obtenir la réflexion de Mach peuvent être comparés. Ces courbes sont données pour 2 mélanges réactifs différents ($C_2H_2+2,5O_2$ et $C_2H_4+3O_2$) et pour 3 sauts de diamètre différents, sur les courbes de la Figure V.16.

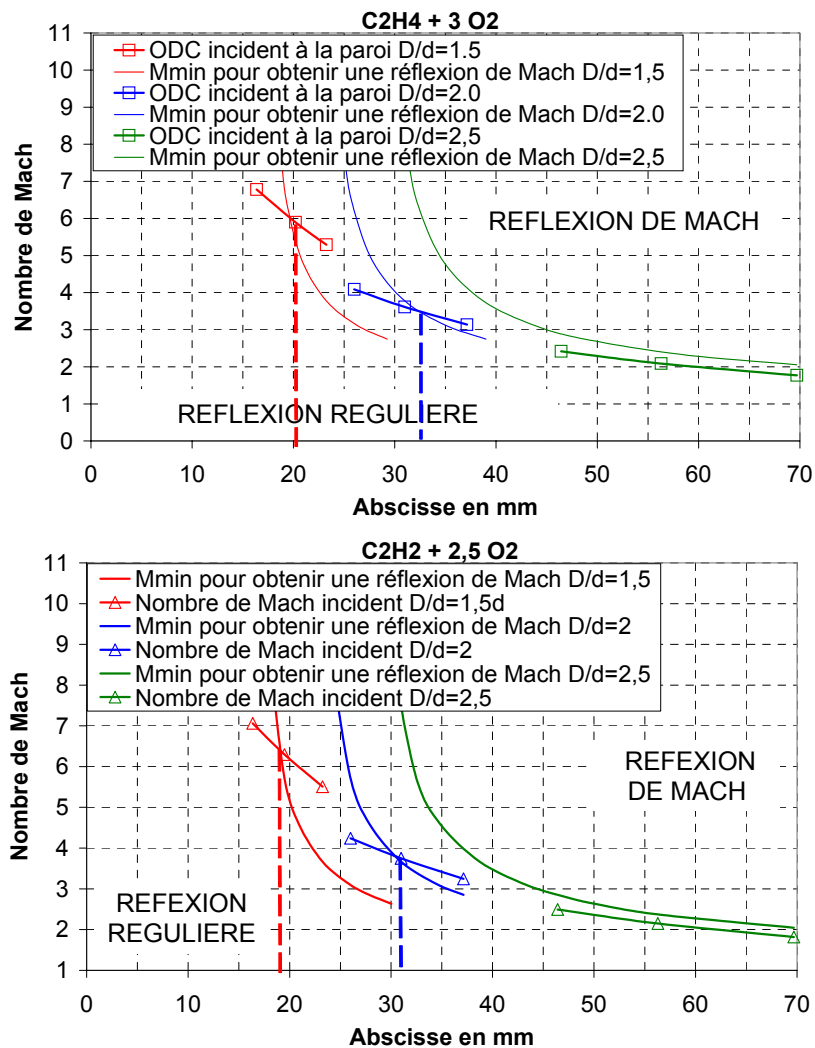


Figure V.16 : Nombre de Mach en fonction de l'abscisse du point d'intersection pour $D/d = 1,5 - 2$ et $2,5$

Les courbes des Figure V.16 montrent plusieurs résultats intéressants :

- Pour les sauts de diamètre $D/d = 1,5$ et 2 il semblerait que l'abscisse d'apparition du système de Mach à la paroi soit située respectivement autour de 20 et 32 mm depuis le plan de diffraction. Nos résultats expérimentaux montrent que nous avons des valeurs du point de ré-initiation à la paroi (L_0) comprises entre $23 < L_0 < 27$ mm pour $D/d = 1,5$ et $37 < L_0 < 40$ mm pour $D/d = 2$. On voit donc qu'en fonction de la pression initiale la ré-initiation s'effectue sur une distance 15 à 30% supérieure à celle d'apparition de l'onde de Mach. Cette différence peut être due soit aux erreurs liées au traitement du problème en 1D plan, soit au délai d'auto inflammation derrière l'onde de Mach, puisque on observe que la distance de ré-initiation augmente légèrement lorsque la pression diminue.
- Pour les sauts de sections de $D/d = 2,5$ on s'aperçoit que les courbes correspondant à la diminution de la force du choc et à l'apparition du système de Mach ne se coupent pas. Ceci signifie qu'il n'existe pas de condition telle que la réflexion de Mach apparaisse à la paroi. De ce fait pour $D/d = 2,5$ il ne devrait pas y avoir de système triple de Mach qui engendrent la détonation à la paroi pour des valeurs de d/λ inférieures à la valeur critique k_c .

V.B.3.d Phénoménologie de l'écoulement pour

$$k_{TDD}/k_c < (d/\lambda)/k_c < k_{lim}/k_c$$

Lorsque d/λ est en dessous de la valeur limite k_{lim} , on observe que la ré-initiation n'est plus symétrique sur la plaque et que le point de ré-initiation s'écarte de la paroi. Pour une gamme de valeurs de d/λ comprises entre k_{lim} et k_{TDD} (qui dépend du mélange réactif pour $D/d = 2$ cf. Tableau V.3) les lieux possibles de ré-initiation semblent suivre la trajectoire des points triples. Ces points triples sont issus de systèmes de Mach qui apparaissent à la paroi ainsi que de systèmes de Mach créés sur l'axe du tube lorsque les ondes réfléchies collisionnent (cf. Figure V.17). Les points de ré-initiation sont alors situés sur ces lignes et plus précisément à l'intersection de deux points triples ou entre un point triple et une paroi.

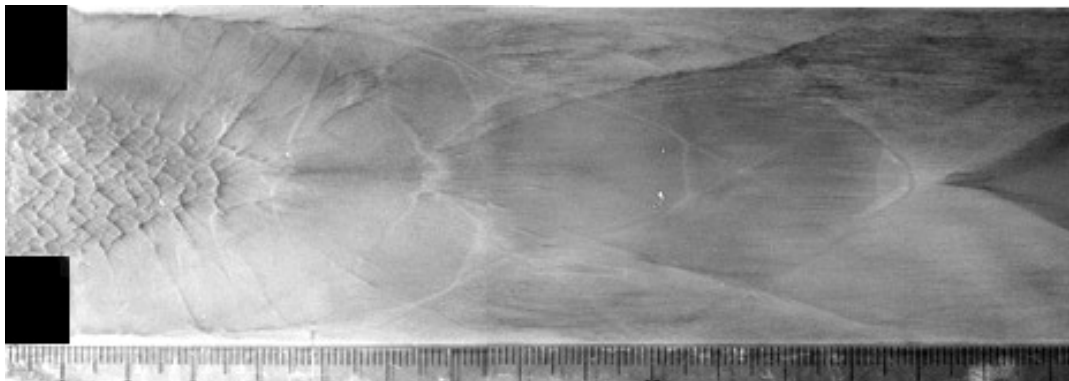


Figure V.17 : Diffraction de la détonation pour $D/d = 2$ pour le mélange $H_2+0,5O_2$ à $P_0 = 669$ mbar

L'augmentation régulière de la longueur de ré-initiation notée sur la Figure V.11 lorsque d/λ diminue, peut s'expliquer par l'augmentation du délai d'auto inflammation lorsque la pression diminue. En effet, même si l'hydrodynamique de la diffraction est quasiment la même quelque soit la pression initiale et conduit toujours à des valeurs quasi-identiques de nombre de Mach des ondes de choc en fonction de l'abscisse et donc aux mêmes valeurs des rapports de pression et de température (P_c/P_0 et T_c/T_0), le délai d'auto inflammation dépend lui des valeurs réelles de P_c et T_c derrière le choc :

$$\tau_i \propto P_0^{-n} \cdot e^{\frac{E_a}{RT_c}} \propto \lambda_{CJ} \cdot e^{\frac{E_a}{RT_c}} \quad (\text{V.1})$$

Si l'hydrodynamique est la même quelque soit P_0 , alors T_c sera équivalent d'un essai à l'autre puisque T_0 est fixée (\sim ambiante) dans notre protocole expérimental. Ainsi, plus la pression initiale est faible, plus λ est grand (d/λ diminue) et plus le délai d'auto inflammation augmente. L'augmentation du délai derrière l'onde de choc retarde la création de la détonation et les interactions de points triples, qui sont autant de zones de forte pression et température, sont donc des points privilégiés d'initiation de la détonation.

L'évolution de $L_{\text{ré-initiation}}$ en fonction de $(d/\lambda)/k_c$ reste constante pour les mélanges étudiés jusqu'à une valeur k_{TDD}/k_c qui varie d'un mélange à l'autre. Ceci signifie que l'influence des réflexions d'onde de choc sur les parois va se poursuivre plus ou moins longtemps en fonction des caractéristiques du mélange puisque les valeurs de choc (nombre de Mach, saut de pression et température) différent peu d'un hydrocarbure à l'autre. Nous avons noté l'influence de l'énergie d'activation réduite (E_a/RT_c) sur la capacité des mélanges réactifs à transiter en détonation lors du processus de TDD (cf. chapitre IV). La phase finale de ce processus consiste en l'auto explosion du mélange derrière une onde de choc avançant au régime de blocage thermique (dit de « choking »). Lors de la ré-initiation de la détonation dans le tube, les conditions du choc doivent être proches de celle observées dans le cas de la TDD. Ces valeurs sont rapportées dans le Tableau V.4.

Mélange	E_a (kcal/mol)	a_b (m/s)	T_c (K)	E_a/RT_c	k_{TDD}/k_c
$\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5 \text{ O}_2$	25	1212	848	14,84	0,5
$\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5 \text{ O}_2 + 3,5 \text{ Ar}$	25	1036	887	14,19	0,65
$\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5 \text{ O}_2 + 15 \text{ Ar}$	25	896	867	14,51	0,55
$\text{C}_2\text{H}_4 + 3 \text{ O}_2$	32	1187	819	19,67	0,38
$\text{C}_2\text{H}_6 + 3,5 \text{ O}_2$	38	1184	796	24,04	0,32
$\text{H}_2 + 0,5 \text{ O}_2$	17	1449	684	12,51	0,71

Tableau V.4 : Energie d'activation, énergie d'activation réduite dans le régime de "choking" et k_{TDD}/k_c pour nos différents mélanges

On remarque que plus l'énergie d'activation réduite est grande, plus la valeur de k_{TDD}/k_c est faible. Ceci signifie que plus le mélange réactif peut "s'auto enflammer" derrière l'onde de choc plus le confinement pourra favoriser (par les réflexions d'onde de choc) la création de la détonation (cf. Figure V.18).

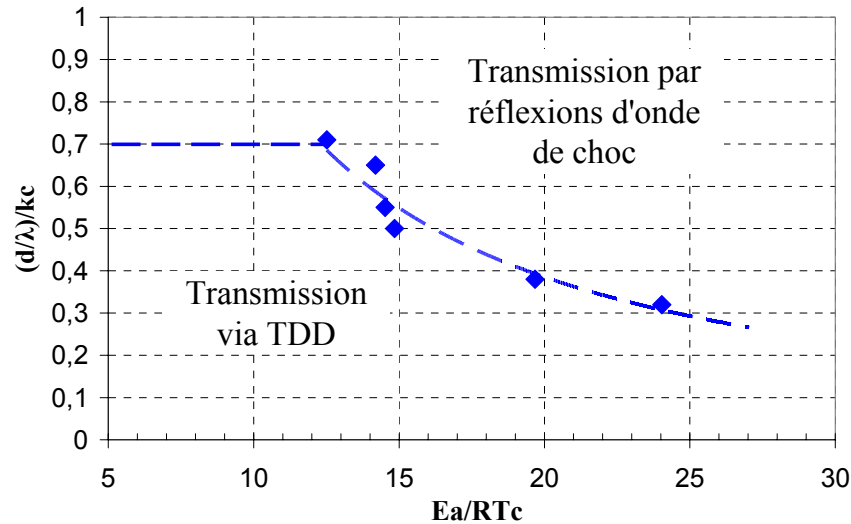


Figure V.18 : limite de l'influence du confinement sur la transmission directe de la détonation en fonction de l'énergie d'activation réduite pour le saut de diamètre $D/d = 2$

V.B.3.e Phénoménologie de l'écoulement pour $(d/\lambda)/k_c < k_{TDD}/k_c$

Lorsque la valeur de d/λ devient inférieure à k_{TDD} , alors la pente de l'évolution de $L_{ré-initiation}$ change et on note une augmentation très rapide de $L_{ré-initiation}$ en fonction de $(d/\lambda)/k_c$. La pente de cette nouvelle évolution semble la même pour les mélanges pour lesquels nous avons pu l'observer. Sur les plaques enfumées on note alors que le point de ré-initiation est unique et est situé dans le volume indifféremment des réflexions d'onde de choc. La transmission procède alors par une période d'accélération de flamme et de TDD pour permettre la ré-initiation dans le tube récepteur.

V.B.3.f Comparaison de nos résultats avec ceux de la littérature

Comme nous l'avons rappelé dans le chapitre II.C.4, Pantow et al. (1996) ont étudié la transmission de la détonation dans des canaux rectangulaires de saut de hauteur (W_2/W_1) variant de 1 à 5. Pour pouvoir comparer nos résultats aux leurs il faut pouvoir comparer les géométries rectangulaire et cylindrique. Nous avons calculé les sauts de sections correspondant aux sauts de diamètre et de hauteur. Dans le cas cylindrique le saut de section

S_2/S_1 correspond au rapport du carré des diamètres D^2/d^2 . Pour le cas rectangulaire $S_2/S_1 = (W_2 \cdot L)/(W_1 \cdot L) = W_2/W_1$ (cf. Tableau V.5). Nous avons alors placé les valeurs critiques de ré-initiation dans le cas rectangulaire, k_{lim}/k_c qui correspond à l'inverse de N_c/N_{lim} (N étant le nombre de cellules dans la hauteur W_1 dans le cas de la diffraction libre (indice c) et dans le cas limite de la ré-initiation à la paroi (indice lim)) en fonction du saut de diamètre équivalent $(D/d)_{eq} = (W_2/W_1)^{1/2}$ (cf. Tableau V.5). Les valeurs que nous avons obtenues sont aussi rapportées et de manière à compléter la courbe nous avons estimé k_{lim}/k_c dans le cas d'un saut de diamètre de $D/d = 1$. Nous avons considéré que dans ce cas la valeur limite était celle de l'existence de la détonation définie par Peraldi et al. (1986) dans un tube de diamètre d (ou dans le canal de hauteur h) qui est $d/\lambda = 1$, soit un rapport $k_{lim}/k_c \sim 0,076$.

Pantow et al. (1996) $W/L=1,563$				Nos Résultats	
W_2/W_1	$(D/d)_{eq}$	N_c/N_{lim}	k_{lim}/k_c	D/d	k_{lim}/k_c
1	1	8	0,125	1	0,076
2	1,41	2,7	0,37	1,5	0,34
3	1,73	2	0,5		
4	2	1,33	0,75	2	0,69
5	2,24	1,15	0,87		

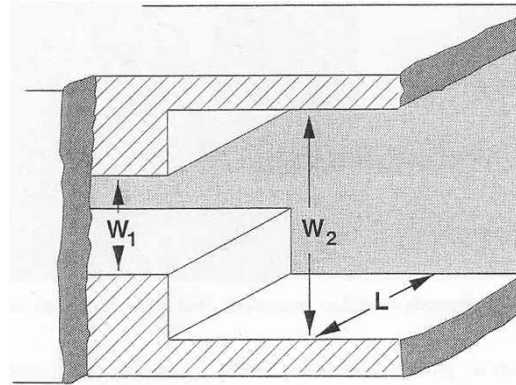


Tableau V.5 : Comparaison de nos résultats avec ceux de Pantow et al. (1996)

Les résultats de Pantow et les nôtres sont comparés sur la Figure V.19. On note que ces résultats sont cohérents et que leurs évolutions concordent. En effet, plus le saut de diamètre équivalent est important, plus la valeur limite de ré-initiation à la paroi de la détonation est proche de la valeur critique de transmission. La valeur de transmission critique à l'espace libre k_c est représentée par la ligne pointillée verte sur la Figure V.19.

L'extrapolation linéaire du rapport k_{lim}/k_c jusqu'à 1 permet d'observer que pour un saut de diamètre D/d d'environ 2,5 la valeur limite de d/λ de ré-initiation à la paroi est de l'ordre de la valeur critique pour transmettre la détonation à l'espace libre. On en déduit qu'à partir de cette valeur de D/d , le confinement ne permet plus de créer un avantage pour la transmission de la détonation (au sens de la réflexion des ondes de choc à la paroi), la limite de diffraction observée devrait alors tendre rapidement vers celle à l'espace libre.

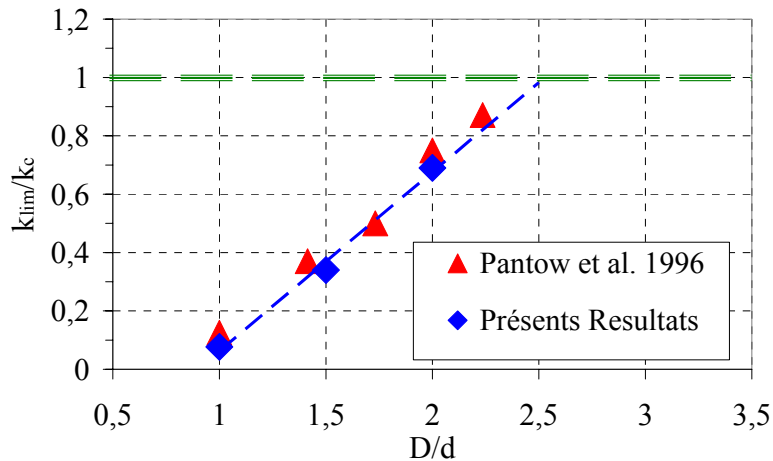


Figure V.19 : Comparaison de nos résultats avec ceux de Pantow et al. (1996) des valeurs de transmission limite k_{lim}/k_c pour des sauts de diamètre équivalents

V.B.3.g Cas du mélange $H_2 + 0,5 O_2$

Le mélange stœchiométrique H_2-O_2 a montré lors de cette étude un comportement particulier, qui n'avait pas été observé pour les autres mélanges. La diffraction vers un espace libre a été étudiée pour ce mélange, à $P_0 = 1$ atm. Rouvreau (1996) obtient la valeur de 13 pour caractériser le k_c critique de transmission à l'espace libre du mélange $2H_2+O_2$.

Les évolutions adimensionnées en $(d/\lambda)/k_c$ pour les sauts de diamètre de $D/d = 1,5$ et 2 permettent d'observer que ce mélange se comporte comme les mélanges à base d'hydrocarbure, mais que les limites ne correspondent pas (cf. Figure V.20). En effet, avec $k_c = 13$ on mesure $k_{lim}/k_c = 0,56$ et 1,17 respectivement pour $D/d = 1,5$ et 2. Nous pouvons artificiellement faire correspondre les valeurs de bifurcation des courbes en imposant une valeur de k_c autour de 21. On obtient alors des valeurs limites de $k_{lim} = 0,35$ et 0,71 cohérentes avec celles observées pour les autres mélanges réactifs. Cette valeur « fictive » de k_c est à comparer avec celle obtenue par Ciccarelli et al. (2002) pour les mélanges H_2 -air pour une diffraction en espace libre. Ils ont montré que la condition critique de transmission variait en moyenne de $18,2 < k_c < 23,5$ pour divers richesses ($0,7 < r < 1$) et températures initiales (300, 500 et 650 K) avec une valeur moyenne de 19,4 pour un mélange stœchiométrique à 300 K.

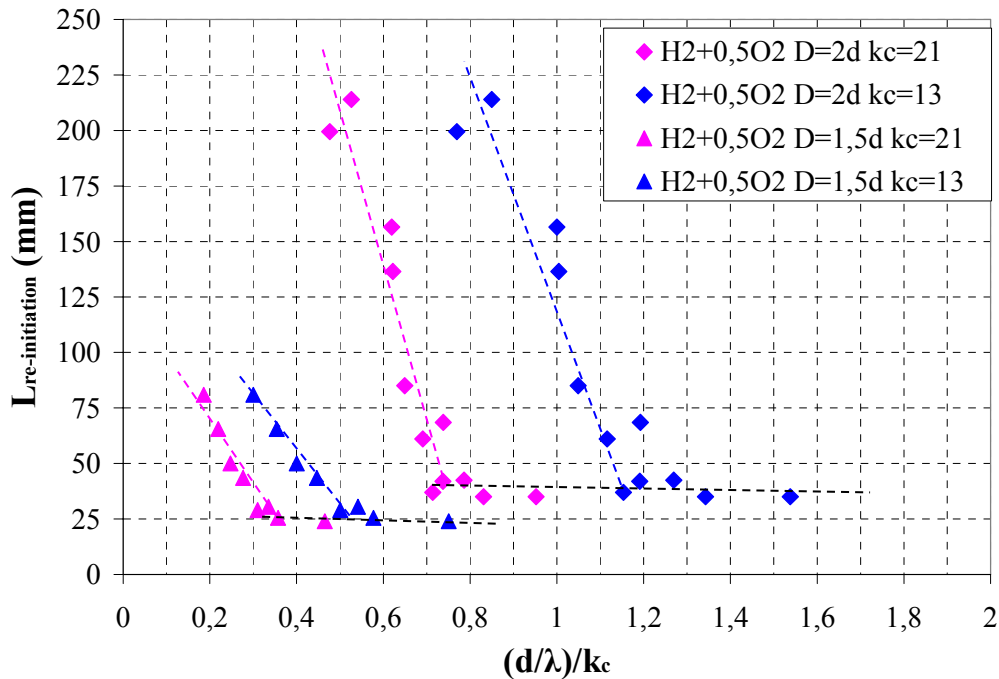


Figure V.20 : $L_{re-Initiation}$ en fonction de $(d/\lambda)/k_c$ pour le mélange $H_2+0,5O_2$

Ce comportement peut être relevé dans la littérature pour un mélange H_2-O_2 stœchiométrique dans le cas de la ré-initiation lors d'une ouverture brutale en géométrie rectangulaire (Ohyagi et al. 2002). Ces expériences sont décrites dans le chapitre II.C.4, on peut considérer que la géométrie étudiée par Ohyagi correspond à celle de Pantow, le mur supérieur correspondant au plan de symétrie du dispositif de Pantow. Leur dispositif possède un rapport d'aspect $L/W = 1,25$ on peut donc calculer le rapport critique de transmission vers l'espace libre par la formule II.9, on trouve $k_c = (W/\lambda)_c = 10$ en prenant $d_c = 13.\lambda$ dans le cas cylindrique. On calcule $(D/d)_{eq} = 1,75$ (de la même manière que décrit en V.B.2.f), on peut alors estimer $k_{lim} \sim 0,5 k_c \sim 5$ à partir de la Figure V.19. Ohyagi obtient une ré-initiation à la paroi pour $P_0 = 533$ mbar (soit $W/\lambda = 8,7$) et une extinction pour $P_0 = 400$ mbar (soit $W/\lambda = 6,4$). On voit donc que ces résultats ne correspondent pas à ceux observés par Pantow qui utilise aussi des mélanges H_2-O_2-Ar mais donne directement des valeurs adimensionnées N_c/N_{lim} (par rapport à la diffraction libre sur son montage). Notons que si on considère $d_c = 20.\lambda$, on obtient $(W/\lambda)_c = 15,4$ soit $k_{lim} \sim 7,7$. Alors les résultats de Ohyagi deviennent cohérents avec ceux de Pantow.

Ces résultats montrent donc que le mélange H_2-O_2 stœchiométrique se comporte du point de vue de la ré-initiation par réflexions comme un mélange H_2 -air.

V.C *Diffraction de la détonation au travers des sauts de section avec obstacle central*

V.C.1 Description des résultats pour les transmissions au travers d'un saut de section avec obstacle

L'introduction d'obstacle permet d'améliorer de façon notable la transmission de la détonation, il a donc été introduit une pastille (de rapport de blocage 0,5) à la sortie du tube de 26 mm de la configuration étudiée précédemment. 4 mélanges réactifs différents ont été utilisés lors de ces expériences : $C_2H_4+3O_2$, $C_2H_2+2,5O_2+3,5Ar$, $C_2H_2+2,5O_2+15Ar$ et $H_2+0,5O_2$. Le processus de transmission est décrit à partir de l'analyse des plaques recouvertes de noir de carbone et introduites dans un plan contenant l'axe des 2 tubes coaxiaux.

V.C.1.a Condition de transmission pour $D/d = 2,0$

L'introduction d'une pastille de rapport de blocage 0,5 à l'extrémité du tube permet de faire diffracter la détonation à partir d'une surface annulaire. Comme dans le cas de la diffraction dans un demi-espace et dans les cônes, c'est la focalisation au centre de l'obstacle de cette onde de choc de forme toroïdale qui crée une zone de forte pression et température qui possède les conditions pour permettre la ré-initiation de la détonation dans le milieu frais derrière l'obstacle ainsi que dans les couches de mélange frais comprimées comprises entre le choc diffracté et la flamme découplée. Une super-détonation est ainsi créée et se propage transversalement dans la zone pré comprimée par le choc issu de la diffraction (cf. Figure V.21). Il se forme alors sur la plaque enfumée 2 arcs de cercle symétriques ou l'on voit très clairement de petites cellules de détonation ainsi que des cellules dans la partie axiale dont la taille grossit très vite avant leur disparition. Dans le cas critique, la super-détonation existe assez longtemps pour soit rentrer en collision sur la paroi du tube récepteur, soit s'éteindre peu avant la paroi et permettre la réflexion d'un choc fort. C'est cette collision qui permet l'existence d'un choc fort le long de la paroi possédant les conditions suffisantes pour engendrer la ré-initiation de la détonation dans le second tube.

Pour une pression inférieure à celle du cas critique la super-détonation s'éteint peu après sa création au centre du tube et dans ce cas le choc réfléchi à la paroi ne permet pas l'initiation de la détonation, on observe alors une ré-initiation retardée de la détonation certainement due à une période de ré-accélération de la flamme et au processus de TDD.

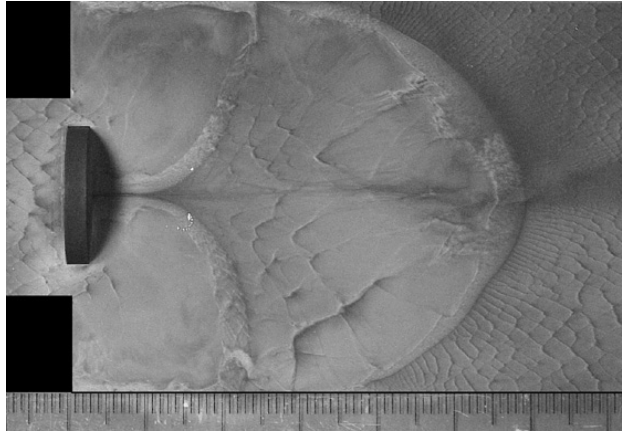


Figure V.21 : Exemple typique de ré-initiation de la détonation avec l'introduction d'obstacle pour le mélange $H_2+0,5O_2$, $P_0 = 500$ mbar

La Figure V.22 représente les résultats obtenus pour les différents mélanges étudiés de la longueur de ré-initiation en fonction de la pression initiale dans le cas de l'introduction d'obstacle à la fin du tube de 26 mm. On retrouve la même évolution que dans le cas sans obstacle, c'est-à-dire que, pour P_0 supérieure à une certaine pression limite, la ré-initiation se situe toujours à la même abscisse (autour de 35 mm). Une fois la limite atteinte (appelée $P_{0\text{obst}}$), lorsque P_0 diminue on observe que la longueur de ré-initiation augmente très rapidement jusqu'à dépasser la longueur de la plaque et donc n'est plus observée sur les 400 mm de la plaque (tir représenté par un point à 400 mm).

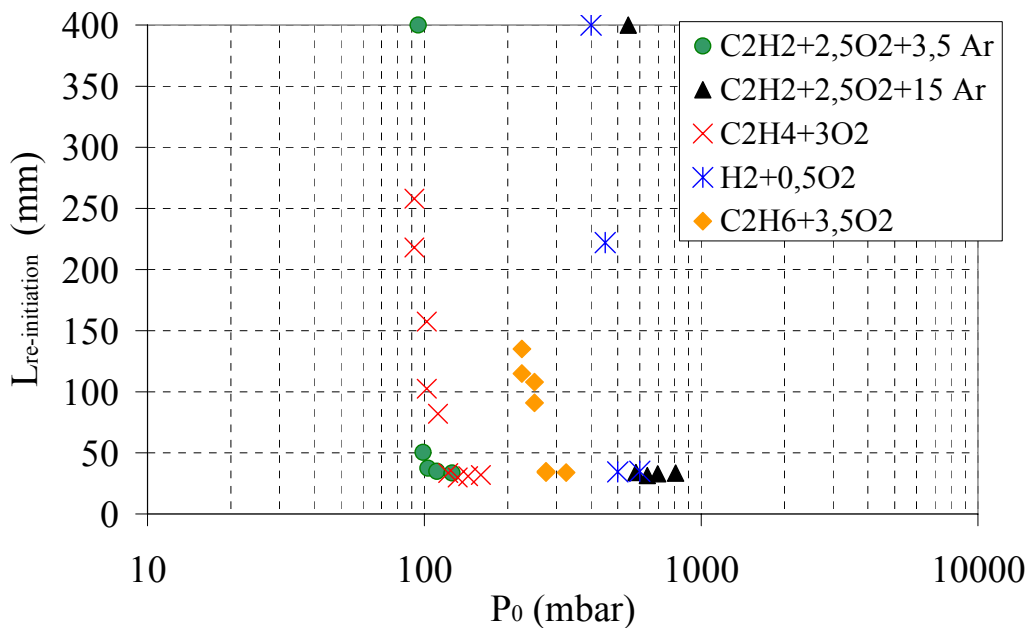


Figure V.22 : Variation de $L_{\text{ré-initiation}}$ en fonction de la pression initiale P_0 pour les mélanges étudiés, $D/d = 2$ avec obstacle central

V.C.1.b Condition de transmission pour $D/d=1,5$

Des tirs ont été effectués pour un saut de diamètre D/d de 1,5 pour les mélanges $C_2H_4+3O_2$ et $H_2+0,5O_2$ de manière à connaître la limite de ré-initiation dans ces conditions géométriques. On observe des limites de ré-initiation très proches de celles observées pour le saut de diamètre $D/d = 2$: $P_0 = 110$ mbar (122 mbar pour $D/d = 2$) et $P_0 = 480$ mbar (500 mbar pour $D/d = 2$) respectivement pour $C_2H_4+3O_2$ et $H_2+0,5O_2$.

Si on compare ces valeurs à celle obtenues pour $D/d = 1,5$ sans obstacle central on remarque que la valeur limite de ré-initiation est, pour les 2 mélanges étudiés, plus faible lorsqu'il n'y a pas d'obstacle à l'extrémité du tube initiateur ($P_{0\text{obst}} = 96$ et 420 mbar respectivement pour $C_2H_4+3O_2$ et $H_2+0,5O_2$). On en déduit donc que l'introduction d'un obstacle central de $RB = 0,5$ ne favorise pas la transmission de la détonation pour cette configuration géométrique.

V.C.2 Analyse des résultats expérimentaux

V.C.2.a Adimensionnement de la valeur critique de diffraction

La Figure V.23 représente, pour les différents mélanges étudiés, l'évolution de $L_{\text{ré-initiation}}$ en fonction du rapport adimensionné $(d/\lambda)/k_c$ pour les 2 sauts de diamètre $D/d = 1,5$ et 2. Pour ces résultats, nous avons également utilisé une valeur de k_c adaptée pour le mélange H_2-O_2 (soit $k_c \sim 21$ au lieu de 13). On voit alors que la limite de ré-initiation est la même pour les différents mélanges, autour de 40% de k_c pour $D/d = 2$ et de 37% pour $D/d = 1,5$.

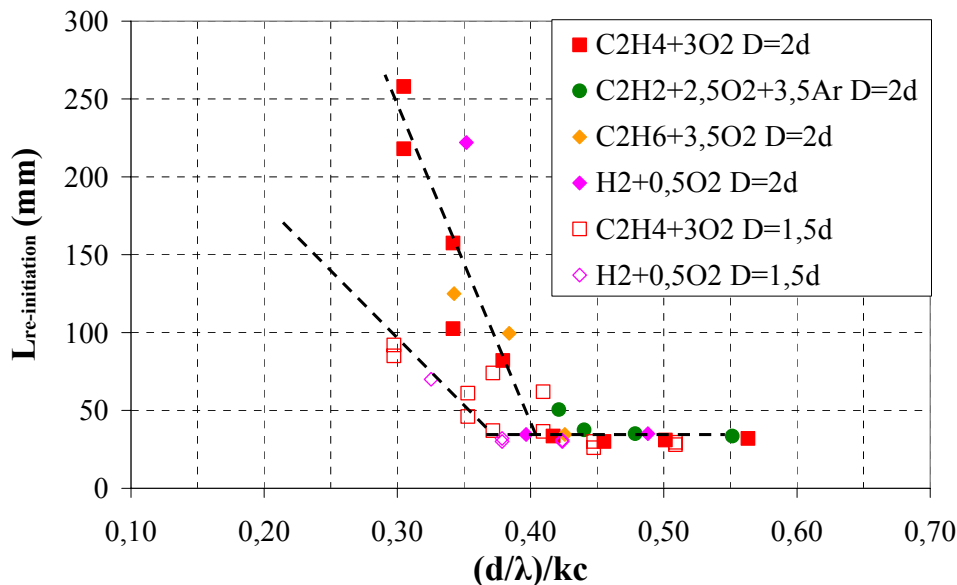


Figure V.23 : $L_{\text{ré-initiation}}$ en fonction de $(d/\lambda)/k_c$ pour $D/d = 1,5$ et 2

Priault (2003) a montré que pour une pastille de rapport de blocage 0,5 (configuration utilisée dans notre étude), la valeur limite de transmission de la détonation à un demi espace libre correspondait à 52 % de la valeur de k_c . On voit alors que, lorsqu'il existe un confinement, la limite de transmission par obstacle central est inférieure à celle observée en espace libre correspondant à l'amélioration par rapport à la diffraction en espace libre. Néanmoins si on compare cette limite dans la même configuration géométrique on remarque que l'amélioration est plus faible pour $D/d = 2$ (de l'ordre de 42%) voire devient négative pour $D/d = 1,5$ (soit -9%). Ce résultat fait écho à ce qui a été observé en introduisant un obstacle avant de transmettre la détonation dans les sections coniques. De la même façon, le gain apporté diminue lorsque l'angle du cône diminue (cf. partie V.A).

La Figure V.24 représente l'évolution du rapport k_{lim}/k_c en fonction du saut de diamètre D/d pour nos résultats avec et sans obstacle. La valeur utilisée pour $D/d = 1$ est estimée à partir de la Figure V.3 représentant le cas limite où l'angle du cône tend vers 0° . Il apparaît 2 points intéressants de l'analyse de cette courbe :

- L'effet du confinement semble jouer de la même manière que pour le cas sans obstacle et on observe que pour un saut de diamètre de l'ordre de 2,5 l'évolution tend vers la valeur de transmission trouvée par Priault dans le cas d'un demi espace. Ceci tend à confirmer que l'influence du confinement va disparaître, du point de vu de la ré-initiation à la paroi, pour $D/d = 2,5$ même si ce confinement permet le processus de TDD et donc une ré-initiation possible alors que dans le cas sans confinement elle ne peut avoir lieu.
- Pour des valeurs de $D/d \leq 1,5$ l'introduction d'un obstacle central semble ne pas favoriser la transmission de la détonation.

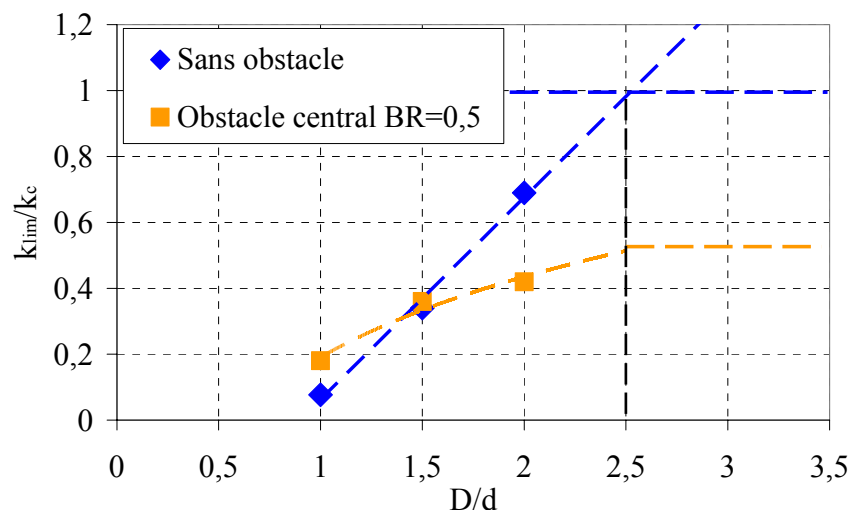


Figure V.24 : Comparaison entre les valeurs de transmission limite k_{lim}/k_c en fonction du saut de diamètre D/d pour les cas avec et sans obstacle central

V.C.2.b Caractéristiques de la trajectoire de la super-détonation transversale

Dans le Tableau V.6 nous avons reporté :

- Les distances a (définie sur la Figure V.25), mesurée pour $D/d = 1,5$ et 2 . Cette distance est celle pour laquelle la super-détonation créée derrière l'obstacle rentre en collision avec la paroi pour différents mélanges.
- Les angles α_{eq} calculés qui correspondraient à la même distance d'impact de la super-détonation obtenue en géométrie conique avec le même obstacle.
- Les distances d'impact (L_{impact} la longueur le long de la paroi) mesurées dans les cônes d'angle $\alpha = 15, 25$ et 35° et les valeurs de la hauteur de marche b_{eq} et de la distance a_{eq} calculées dans les cas correspondants (cf. Figure V.25).

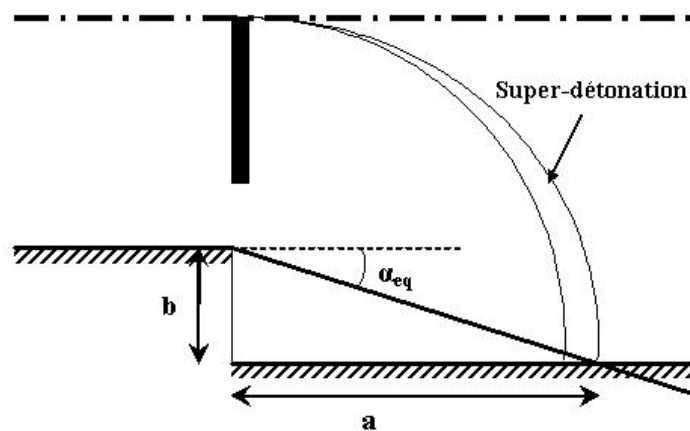


Figure V.25 : Schéma de la trajectoire de la super détonation transversale

Nous avons observé que la distance d'impact sur la paroi augmente légèrement lorsque la pression initiale diminue (selon la gamme de valeur indiquée dans le Tableau V.6). Dans le cas critique, la super-détonation ne peut plus exister jusqu'à la paroi et on observe alors qu'après collision la ré-initiation ne se crée plus sur la paroi.

Mélange	D/d	a (mm)	Moyenne a (mm)	α_{eq} (°)
$C_2H_4 + 3O_2$	2	19-25	22	30,6
	1,5	25-31	28	13
$C_2H_2 + 2,5O_2 + 3,5Ar$	2	21-28	24,5	28
$H_2 + 0,5O_2$	2	20-27	23,5	29
	1,5	24-29	26,5	13,8
Cône	α (°)	L_{impact} (mm)	a_{eq} (mm)	b_{eq} (mm)
$C_2H_2 + 2,5O_2$	15	30	29	7,76
	25	27,5	24,9	11,6
	35	27	22,1	15,5

Tableau V.6 : Comparaison point d'impacts sur la paroi latérale des structures de super-détonation dans les diffractions dans les cônes et dans les sauts de diamètre

Priault (2003) donne la taille des structures de super-détonation (rayon des arcs de cercle décrits par la super-détonation lors de sa propagation) en fonction de la pression initiale du mélange et de la forme de l'obstacle. Il apparaît clairement de cette étude que ce rayon dépend surtout de l'hydrodynamique de la diffraction au travers de la section annulaire et ne dépend pas ou peu du mélange réactif ou de la pression initiale. Ces résultats traduisent l'auto similitude du processus de diffraction de la détonation dans une certaine gamme de pression initiale P_0 lorsque l'expansion éteint la détonation sur l'axe derrière l'obstacle. Il trouve un rayon de l'ordre de 21 mm en moyenne centré sur un point situé au niveau de l'ouverture à une distance de 21 mm de l'axe central.

Si nous comparons les résultats pour les sauts de section et les cônes, nous constatons que la structure de la super-détonation semble la même. En effet, pour $D/d = 2$ la distance d'impact est $a \sim 24$ mm et l'angle du cône correspondant $\alpha_{eq} \sim 29-30^\circ$, de même pour $D/d = 1,5$ cette distance est $a \sim 27$ mm et $\alpha_{eq} \sim 13-14^\circ$. Dans le cas du cône pour $\alpha = 15^\circ$, on calcule une distance $a_{eq} \sim 29$ mm et $b_{eq} \sim 7,7$ mm soit un saut $D_{eq}/d \sim 1,59$ et pour $\alpha = 30^\circ$ on obtient $a_{eq} \sim 23,5$ mm et $b_{eq} \sim 16,5$ mm soit $D_{eq}/d \sim 2,27$. On se rend compte alors que ces différentes valeurs se correspondent et sont peu différentes de celles observées par Priault en espace libre. Ceci signifie que les structures de diffraction observées sont quasiment les mêmes quelque soit la géométrie bien que nous nous attendions à des différences en géométrie conique à cause de la présence de la paroi latérale. En effet, le nombre de Mach à la paroi de l'onde de choc diffractée étant d'autant plus élevé que l'angle α diminue ce qui a pour effet de légèrement déformer la structure en arc de cercle.

V.C.2.c Comparaison saut de section – cône

Les structures de super-détonation étant les mêmes pour les configurations de diffraction conique et de saut de section, nous pouvons discuter leurs efficacités respectives en comparant les valeurs limites de transmission k_{lim}/k_c en fonction de l'angle α (cf. Tableau V.7 et Figure V.26). Pour la géométrie conique, α est le demi angle au sommet du cône. Pour la géométrie de saut de diamètre l'angle α_{eq} équivalent dépend de la configuration de diffraction :

- Avec un obstacle central, α_{eq} est obtenu en estimant la position de l'intersection, appelée a , entre la zone de super-détonation (assimilée à un arc de cercle de rayon $r = 21$ mm et de centre situé dans la section de sortie du tube à une distance de 21 mm de l'axe) et la paroi du tube récepteur et en supposant que l'intersection du cône équivalent se situe au même endroit.
- Sans obstacle, α_{eq} est obtenu en calculant dans le cas limite de ré-initiation à la paroi ($d/\lambda = k_{lim}$) la longueur de ré-initiation R estimée à $20.\lambda$ et en supposant qu'elle a lieu à cette

distance sur la paroi du cône de demi angle au sommet α_{eq} . On obtient la formule suivante :

$$\alpha_{eq} = \arcsin\left(\frac{D}{d} \cdot \frac{k_{lim}}{k_c} \cdot \frac{13}{40}\right) \quad (V.2)$$

			Avec obstacle				Sans obstacle		
d (mm)	D (mm)	D/d	a (mm)	b (mm)	α_{eq} (°)	$(k_{lim})/k_c$	R_c (mm)	α_{eq} (°)	$(k_{lim})/k_c$
26	26	1	18,2	0	0	0,18	526	1,4	0,08
	39	1,5	20,6	6,5	17,5	0,36	117	9,5	0,34
	52	2	20,8	13	31,9	0,4	58	26,6	0,69
	65	2,5	19,5	19,5	45,8	0,51	40	54,3	1

Tableau V.7 : Calcul des angles des cônes équivalents au cas avec et sans obstacle des saut de diamètre

On remarque alors que nos résultats pour les sauts de diamètre peuvent être comparés à ceux obtenus lors de la diffraction dans les sections coniques, en utilisant la méthode proposée pour calculer l'angle équivalent du cône. On fait alors correspondre les évolutions de k_{lim}/k_c lorsque α_{eq} augmente. Cette équivalence montre aussi la même limite lorsque α tend vers 90° . En effet pour le cas avec obstacle la limite $\alpha = 90^\circ$ correspond à la configuration de Priault d'ouverture vers un demi-espace et donne un saut de diamètre tel que la super-détonation se réfléchit sur le mur arrière à une distance de 41 mm de l'axe du tube. Pour le cas sans obstacle, l'angle de 90° correspond à une ré-initiation à un rayon $R_c \sim 20 \cdot d_c/13$ soit dans notre configuration ($d_c = 26$ mm) $R_c \sim 40$ mm. Il apparaît alors que la valeur limite de transmission devrait être autour de $D/d \sim 3$ (ce qui correspond au point $\alpha_{eq} \sim 55^\circ$ sur la Figure V.26), dans ce cas le confinement extérieur n'a plus d'influence sur le processus de transmission de la détonation (comme montré en V.B.3.f).

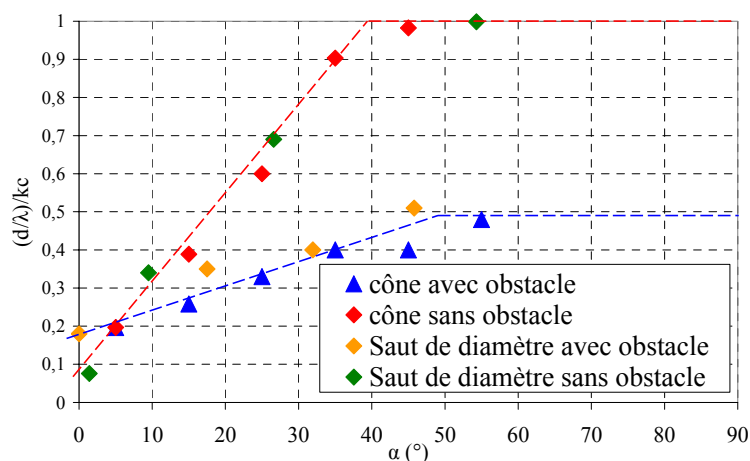


Figure V.26 : Comparaison des cônes et des saut de diamètre en valeurs adimensionnées

V.D Résultats Numériques

Nous décrivons dans cette partie les simulations numériques relatives à la transmission de la détonation au travers d'un saut de diamètre $D/d = 1,5$ et 2 et de l'effet de l'introduction d'obstacle central à l'extrémité du tube initiateur. Après avoir introduit le code de calcul EFAE et ses spécifications, nous rappelons certains résultats de la littérature concernant cette géométrie de diffraction puis analysons les résultats numériques obtenus pour les différentes configurations géométriques étudiées en les comparant aux résultats typiques observés lors de l'étude expérimentale.

V.D.1 Présentation du code de calcul EFAE

De manière générale, les simulations numériques de la détonation nécessitent de résoudre le couplage non linéaire entre la production d'énergie par les réactions chimiques et la dynamique des fluides. La difficulté à résoudre le calcul augmente quand les interactions multidimensionnelles de l'écoulement et la cinétique chimique détaillée sont prises en compte.

La partie physique des détonations gazeuses est modélisée par les équations de conservation de la dynamique des fluides (équation d'Euler) pour un écoulement gazeux réactif où tous les processus diffusifs (moléculaires, thermiques, et la viscosité) sont négligés, ce qui est une hypothèse raisonnable en raison de la très grande vitesse de l'écoulement. S'agissant de la partie chimique, pour limiter le coût en temps de calcul, au lieu d'utiliser des mécanismes réactionnels détaillés pouvant compter jusqu'à plusieurs centaines de réactions chimiques, nous avons utilisé un schéma réactionnel à une seule étape globale ($R \rightarrow P$) représenté par la loi d'Arrhenius ($\omega = \frac{d\alpha}{dt} = Z \cdot (1-\alpha)^n \cdot \rho^n \cdot e^{-\frac{E_a}{RT}}$; dans laquelle ω et α sont la vitesse et la variable d'avancement de la réaction, E_a l'énergie d'activation, Z le facteur pré exponentiel et n l'ordre de réaction). Le mélange gazeux est décrit par l'équation d'état des gaz parfaits et sa masse molaire M varie entre M_0 la masse molaire du mélange frais et M_{CJ} celle des produits de réaction ($1/M = \alpha/M_{CJ} + (1-\alpha)/M_0$). Ce modèle cinétique permet de reproduire de manière très satisfaisante les caractéristiques de la détonation en phase gazeuse (Oran et al. 1987-2001).

L'ensemble de ces équations a été résolu à l'aide du code « EFAE » (Enhanced Fuel-Air Explosion) (développé par B. Khasainov depuis 1996) qui utilise le package LCPFCT (Boris et al. 1993), mettant en œuvre la technique FCT, et fournit une précision d'ordre 2 en temps et d'ordre 4 en espace. LCPFCT est un ensemble d'algorithmes basés sur la méthode des différences finies (Oran et al. 1987-1993)). Il peut traiter un large domaine de géométrie (plane, axisymétrique, présence d'obstacle dans l'écoulement...), de conditions aux limites, ... Il est associé à la méthode à étape de calcul fractionnées ou « time splitting » qui consiste

à résoudre indépendamment les processus individuels, et à coupler ensuite les résultats des calculs partiels séparés. Dans notre cas, la résolution de la partie chimique est séparée, de celle de la partie physique, elle-même divisée pour chacune de ses dimensions spatiales. La technique FCT (« Flux-Corrected Transport ») (Oran et al. 1987-2001) est une méthode monotone (aucun extremum non physique) non linéaire, qui permet d'intégrer les équations. Son but est de limiter la diffusion numérique via un terme non linéaire dit d'anti-diffusion, c'est-à-dire d'effet inverse à la diffusion numérique. En résumé, cette technique emploie dans les zones de faibles gradients une diffusion numérique modérée qui assure une bonne précision du calcul, alors que dans les zones de forts gradients la diffusion numérique est plus importante sans toutefois dépasser certaines limites qui ne garantiraient plus la monotonie ni la positivité. Cette technique a été employée pour résoudre un grand nombre de problèmes impliquant les détonations, et a montré son efficacité à maintes reprises (Gamezo et al. 1999, Khasainov et al. 2001-2003).

V.D.2 Résultats des simulations numériques

Nous avons effectué la simulation numérique 2D axisymétrique de la diffraction de la détonation d'un mélange $C_2H_2+2,5O_2$ depuis un tube de 26 mm au travers d'un élargissement brusque de saut de diamètre $D/d = 2$ et 1,5 avec et sans obstacle central de type pastille de $RB = 0,5$. Nous avons choisi d'effectuer les simulations numériques de 5 mbar en 5 mbar jusqu'au moment où on n'observe plus de ré-initiation de la détonation dans le tube virtuel. Les caractéristiques thermodynamiques du mélange $C_2H_2+2,5O_2$ sont celles utilisées par Priault (2003) qui ont été choisies de manière à adapter la taille de cellule numérique à la valeur réelle en fonction de la pression.

Nous avons simulé un tube de diamètre $d = 26$ mm et de 2 m de long. Du fait de la géométrie axiale du dispositif, le calcul n'est effectué que sur les coordonnées r (de 0 à 13 mm) et X (de 0 à 2000 mm). De manière à optimiser les temps de calcul, la simulation numérique de la détonation dans le tube a été effectuée en 4 étapes, en faisant varier le rayon de 1 à 13 mm le long du parcours de la détonation (en utilisant une méthode de clonage à chaque saut de rayon). Cette méthode, tout en réduisant fortement le temps de calcul (par rapport au calcul direct dans un tube de $r = 13$ mm), ne modifie pas les résultats en fin de tube (caractéristiques et structure cellulaire). Cette méthode avait déjà été utilisée avec succès par Priault (2003) lors de ses simulations numériques.

La version du code EFAE que nous avons utilisée peut permettre un maillage maximum de 3000×1000 mailles. Le maillage utilisé est de type adaptatif, c'est-à-dire que, au cours de la propagation du phénomène selon l'axe des X , les 1500 premières mailles possèdent une taille de mailles constante fixée à $0,5\text{mm} \times 0,5\text{mm}$, puis pour les 1500 mailles

suivantes la taille de la maille conserve sa valeur sur Y (0,5 mm) mais adapte sa longueur pour que les 1500 mailles remplissent la totalité de l'espace défini jusqu'à $X = 0$.

De ces simulations numériques nous sortons les informations de la méthode des traces par la production de plaques virtuelles représentant le tracé des points de plus forte pression lors de la propagation de la détonation.

V.D.2.a Diffraction au travers de $D/d = 2$

Le résultat de la simulation de la diffraction au travers un saut de diamètre $D/d = 2$ est représenté sur la Figure V.27(a). Sur cette figure nous observons le cas critique de transmission obtenu pour une pression virtuelle de 50 mbar (échec de la transmission pour $P = 45$ mbar). La pression de transmission critique, c'est-à-dire la pression la plus faible pour laquelle les structures de ré-initiation à la paroi correspondent à celles observées sur la Figure V.27(b), avait été observée expérimentalement pour une pression de 55 mbar pour le mélange $C_2H_2+2,5O_2$ (pour 50 mbar le point de ré-initiation est repoussée à environ 80 mm du saut de section). On note alors que le code de calcul donne une valeur de la pression critique assez proche de la valeur réelle.

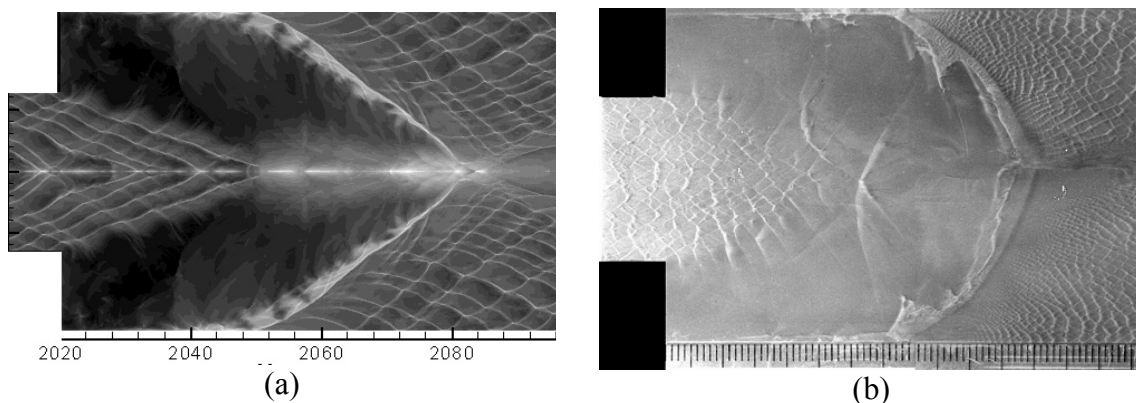


Figure V.27 : Diffraction de la détonation au travers d'un saut de diamètre $D/d = 2$ pour le mélange $C_2H_2+2,5O_2$, (a) Simulation $P_0 = 50$ mbar, (b) Résultat expérimental $P_0 = 62$ mbar $T_0 = 293$ K

Le point de ré-initiation se situe à la paroi à environ 32 mm du saut de section. Cette distance est proche de celles observées expérimentalement. Lorsque la pression initiale est inférieure à la pression critique, on n'observe plus de ré-initiation à la paroi, alors la détonation ne semble pas pouvoir se transmettre dans le tube, même sous l'influence des réflexions d'onde de choc. Etant donné que le point de ré-initiation de la détonation semble correctement estimé, on peut en déduire que le code EFAE simule correctement les structures de choc – flamme et la collision avec la paroi. Si on regarde plus précisément à l'endroit de la collision le déroulement du processus de ré-initiation, on observe que le choc tout d'abord se réfléchit à la paroi donnant lieu rapidement à une réflexion de Mach (zone de forte température

et pression). La ré-initiation n'est observée que lorsque la zone de réaction découplée arrive à la paroi et « rentre » dans la zone de Mach, à cet instant l'explosion de la poche de gaz à haute pression se produit donnant lieu à un phénomène à propagation transversale dans la couche de gaz pré comprimée par le choc (la super-détonation), et à une détonation qui se propage le long de la paroi.

On observe que les structures de super-détonation sont très étirées au niveau du centre du tube (axe de symétrie du calcul) par rapport au cas réel (cf. Figure V.27). Cette tendance est due au fait que le code de calcul en géométrie 2D axisymétrique surestime la vitesse du phénomène (onde de choc) sur l'axe, ce qui avait déjà été observé par Priault (2003) lors de ses calculs. Des calculs 3D sont alors nécessaires pour observer des structures qui se rapprochent le plus de la réalité.

V.D.2.b Diffraction au travers de $D/d = 2$ avec un obstacle central

Le résultat de la simulation numérique, concernant la diffraction au travers d'un saut de diamètre $D/d = 2$ avec un obstacle central, pour une transmission critique est donné sur la Figure V.28(a), et de manière à pouvoir comparer les structures simulées avec les structures réelles nous avons ajouté un cas de transmission typique observée expérimentalement pour le mélange $C_2H_4+3O_2$ (cf. Figure V.28(b)). La transmission critique a été observée dans ce cas pour une pression de 45 mbar (échec de la transmission pour 40 mbar). On peut estimer qu'expérimentalement la pression critique de transmission devrait être d'environ de 36 mbar puisque $(d/\lambda)/k_c$ est de l'ordre de 0,4 pour tous les mélanges étudiés (cf. V.C.2.a). On se rend compte que pour cette configuration géométrique le code de calcul surestime la pression critique de transmission, ceci peut être dû au fait que ce dernier ne permet pas la création de la détonation sur l'axe très rapidement lorsque l'on diminue P_0 .

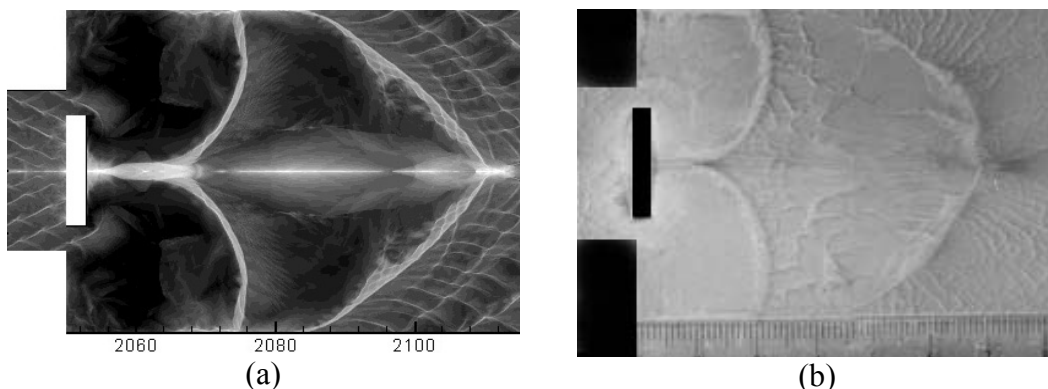


Figure V.28 : Diffraction de la détonation au travers d'un saut de diamètre $D/d = 2$ avec un obstacle central de $BR = 0,5$:

- (a) Simulation numérique $C_2H_2+2,5O_2$ $P_0 = 45$ mbar
 (b) Résultat expérimental $C_2H_4+3O_2$ $P_0 = 144$ mbar

Les structures de focalisation d'onde de choc et de super-détonation sont reproduites fidèlement par le code EFAE (cf. Figure V.28(a)) et c'est bien la collision à la paroi de la super-détonation qui crée la détonation dans le tube de grand diamètre comme dans le cas réel. Lorsque la pression initiale est en dessous de la pression critique de transmission, la détonation ne se forme plus au niveau de la focalisation et ne permet pas la transmission de la détonation. Pour les mélanges utilisés expérimentalement, il a été observé que pour une pression 10% inférieure à la pression critique de transmission, la focalisation de l'onde de choc toroïdale permet l'initiation de la détonation sur l'axe du système ainsi que de la super-détonation même si cette dernière ne se maintient pas jusqu'à la paroi et s'éteint assez rapidement. Le code EFAE ne semble pas reproduire de telles structures avec les conditions initiales utilisées (P_0 comprise entre 40 et 45 mbar ou description du système hydrodynamique). En effet Priault (2003) utilisant une description différente, arrivait à reproduire des conditions où la super détonation se créait sur l'axe mais n'existait pas jusqu'à la paroi arrière.

V.D.2.c Diffraction au travers de $D/d = 1,5$

Le résultat de la simulation numérique de la diffraction de la détonation au travers d'un saut de diamètre $D/d = 1,5$ est présentée sur la Figure V.29(a), une diffraction typique est donnée sur la Figure V.29(b) pour un mélange H_2-O_2 . Les structures de diffraction et de ré-initiation de la détonation à la paroi sont bien simulées par le code de calcul. Le point de ré-initiation à la paroi est situé entre 18 et 20 mm du saut de section, dans des dimensions proches de celles observées expérimentalement. Néanmoins on observe que le nombre de cellules numériques de détonation dans le diamètre est trop faible par rapport à celui attendu à $P = 30$ mbar du mélange $C_2H_2+2,5O_2$ c'est-à-dire autour de 3,5. Cette variation est due à la forte énergie d'activation du mélange ($E_a/RT_{ZND} \sim 9$) qui rend la propagation de la détonation instable et créer des zones où les points triples sont moins nombreux. Ces zones ne perdurent pas et la détonation recouvre un nombre moyen de cellules numérique qui tend vers 4.

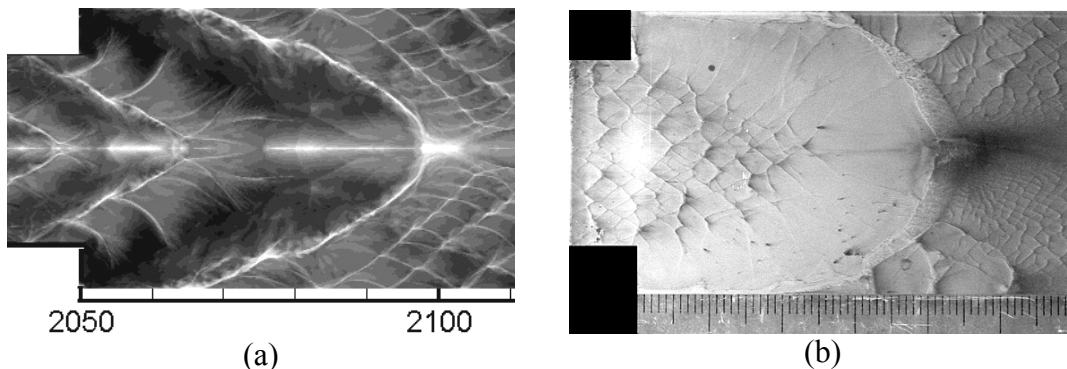


Figure V.29 : Diffraction de la détonation au travers d'un saut de diamètre $D/d = 1,5$
 (a) simulation numérique pour $C_2H_2+2,5O_2$ à $P_0 = 30$ mbar
 (b) Résultat expérimental pour $H_2+0,5O_2$ à $P_0 = 450$ mbar

On peut estimer la valeur de la pression critique de transmission de la détonation au travers d'un saut de diamètre $D/d = 1,5$ pour le mélange $C_2H_2+2,5O_2$ à une pression P_0 d'environ 31 mbar puisque $(d/\lambda)/k_c$ est de l'ordre de 0,35 pour les mélanges étudiés. Dans le cas de la simulation numérique cette limite est assez difficile à apprécier : nous observons la ré-initiation de la détonation à la paroi juste après la diffraction mais pour des pressions plus faible que 30 mbar, mais la détonation s'effondre et se ré-initie après un certain parcours lorsque les réflexions d'onde de choc le permettent.

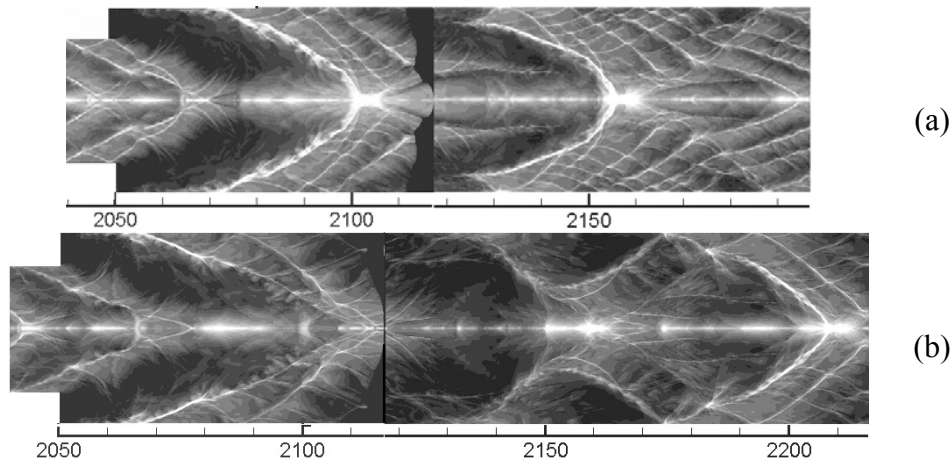


Figure V.30 : Diffraction de la détonation au travers d'un saut de diamètre $D/d = 1,5$ pour le mélange $C_2H_2+2,5O_2$ (a) $P_0 = 25$ mbar ; (b) $P_0 = 20$ mbar

V.E Diffraction au travers de réflexions

Notre souci d'amélioration de la transmission de la détonation depuis un tube de petite dimension ($d = 26$ mm) jusque dans la chambre de combustion ($D = 200$ mm) par un système le moins encombrant possible, nous a amené à considérer des géométries complexes. Nous avons alors introduit un retournement entre le tube initiateur et la chambre de combustion. Ce retournement consiste en un tube intermédiaire fermé à une extrémité et positionné à une certaine distance de la sortie du tube initiateur. Les paramètres étudiés sont la distance entre l'extrémité du tube initiateur et du fond fermé (h) et le diamètre D du tube intermédiaire (défini sur la figure III.5).

V.E.1 Définition des zones de réflexion

L'introduction du tube intermédiaire définit 2 zones de réflexion normale (et latérale sur les parois du tube) de la détonation ou du choc entre le tube initiateur et la chambre de combustion :

- une entre la sortie du tube initiateur et le fond fermé du tube retourné (noté 1 sur la Figure V.31),
- l'autre entre la sortie du tube retourné et le fond de la chambre (noté 2 sur la Figure V.31).

Nous allons décrire séparément le comportement de la détonation au niveau de ces 2 zones. Nous avons effectué l'étude de la diffraction de la détonation pour le mélange $C_2H_4+3O_2$ en fonction de la pression initiale (P_0). L'étude du comportement de diffraction (transmission ou extinction de la détonation) s'effectue par l'analyse des enregistrements par la méthode des traces. Les enregistrements dont nous faisons la description dans ce chapitre sont donnés en ANNEXE 4. Lors du processus de diffraction les ondes de choc issues de la diffraction de la détonation se réfléchissent sur les fonds fermés et sur les parois latérales des tubes. Nous appellerons réflexions frontales les premières, et réflexions latérales les secondes.

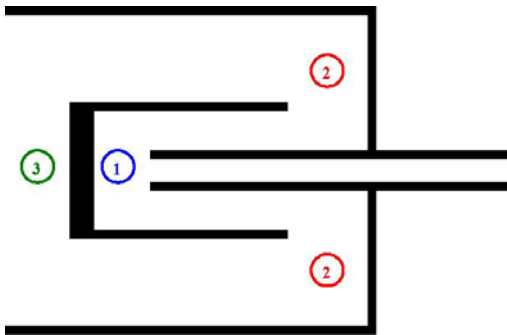


Figure V.31 : Schéma du dispositif de transmission et des différentes zones de réflexion

V.E.2 Transmission dans la zone 1

Les observations effectuées lors de l'étude montrent que les structures hydrodynamiques de l'écoulement ne diffèrent d'un tir à l'autre qu'en fonction des paramètres géométriques, et que le processus de ré-initiation de la détonation varie en fonction de la pression initiale.

Pour décrire les processus de diffraction lors de la première réflexion en fonction de P_0 , nous introduirons 2 pressions P_1 et P_2 qui sont respectivement les limites de transmission par réflexion frontale seule et par réflexion latérale. Les conditions critiques de ces réflexions conduisant à la ré-initiation de la détonation ne dépendent que des conditions géométriques et sont données dans le Tableau V.8. Dans des conditions initiales plus défavorables que celles critiques de transmission à l'espace libre, lorsque la détonation débouche du tube initiateur l'expansion subie par l'onde correspond à celle observée lors de la diffraction d'un tube à un espace libre. Ainsi l'onde de détonation diffracte dans toutes les directions de l'espace et l'expansion crée des ondes de raréfactions. Ces ondes de raréfactions pénètrent le front d'onde par les bords du tube de diffraction et provoque le découplage le choc et la zone de réaction et tend à créer un système choc – flamme quasi sphérique centré sur l'extrémité du tube initiateur. Le résultat de cet affaiblissement est donc l'extinction continue depuis le bord

du tube de l'onde de détonation et on observe en sortie de tube une structure dite de cône de diffraction.

D (mm)	D/d	h (mm)	h/d	P ₁ (mbar)	d/λ ₁	P ₂ (mbar)	d/λ ₂
52	2	13	0,5	-	-	80	3,4
78	3	13	0,5	200	9,4	125	5,6
100	3,86	13	0,5	200	9,4	175	8,1
52	2	26	1	-	-	60	2,5
78	3	26	1	125	5,6	80	3,4
100	3,86	26	1	125	5,6	100	4,4

Tableau V.8 : Valeur limite des pressions de transmission limite des différents scénarii de ré-initiation au niveau de la zone 1, pour le mélange C₂H₄+3O₂

Lorsque le front d'onde de choc se réfléchit sur le fond fermé du tube intermédiaire, les niveaux de pression et de température produits sont suffisamment intenses pour permettre la ré-initiation de la détonation sur le fond. Cette détonation va se propager transversalement dans le milieu compris entre le choc diffracté et la flamme (la super détonation). Si $P_0 \geq P_1$ les conditions sont telles que la détonation produite permet la ré-initiation de tout le milieu réactif dans le tube intermédiaire. On observe alors que la structure de la super détonation décrit un arc de cercle allongé depuis la fond du tube jusqu'à se réfléchir sur les parois extérieures du tube initiateur (cf. Figure V.32). Cette structure est observée pour les diamètres $D = 78$ et 100 mm puisque la structure n'atteint pas les parois latérales du tube intermédiaire. Dans le cas du tube de $D = 52$ mm, le confinement du tube intermédiaire est tel que la réflexion latérale se produit avant la réflexion normale, les structures hydrodynamiques précédemment décrites ne peuvent donc pas se mettre en place. On ne peut alors pas définir de pression limite de ce comportement pour ce diamètre.

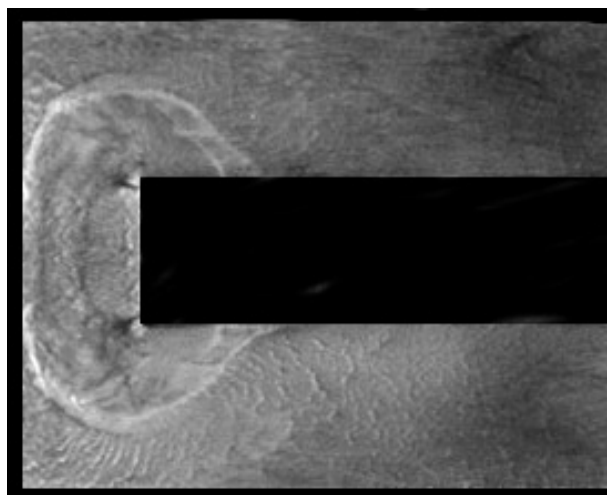


Figure V.32 : Diffraction de la détonation dans la zone 1 pour le mélange C₂H₄+3O₂ pour $D = 100$ mm, $h = 26$ mm et $P_0 = 175$ mbar

Si $P_0 < P_1$, la ré-initiation de la détonation peut encore être observée par réflexion frontale mais les conditions sont alors telles que la « super détonation » ne perdure pas et s'éteint. On observe alors que c'est la réflexion latérale d'une onde de choc soit issue du fond fermé soit issue de la diffraction (pour le diamètre $D = 52$ mm) qui permet la ré-initiation locale de la détonation à la paroi. Pour $P_2 < P_0 < P_1$, la réflexion latérale permet la ré-initiation de la détonation dans le tube intermédiaire et sa transmission à tout le volume. Dans les cas limites (P_0 proche de P_2) la transmission peut être assurée après de multiples réflexions sur les parois entre le tube intermédiaire et le tube initiateur (cf. Figure V.33).

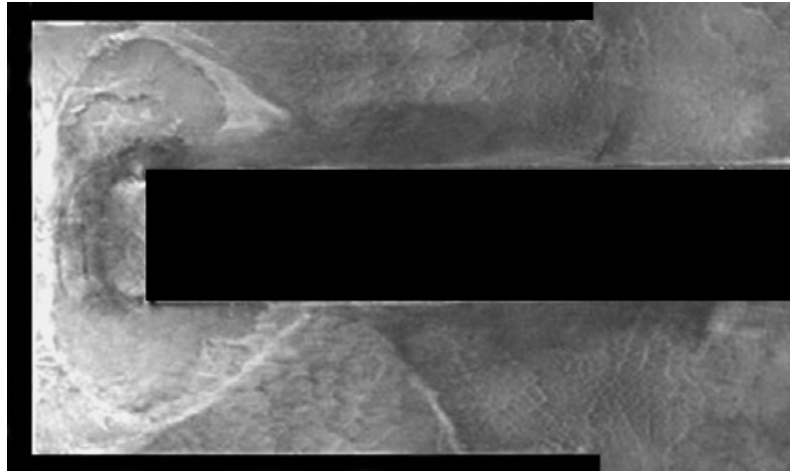


Figure V.33 : Diffraction de la détonation dans la zone 1 pour le mélange $C_2H_4+3O_2$ pour $D = 100$ mm, $h = 26$ mm et $P_0 = 100$ mbar

Si la pression initiale est trop faible ($P_0 < P_2$) on n'observe plus de ré-initiation franche de la détonation ni après la réflexion frontale, ni après la réflexion latérale des ondes de choc. Quelques points triples peuvent être observés mais ils ne sont pas suffisants pour ré-initier la détonation et la détonation n'est alors pas transmise au tube intermédiaire (cf. Figure V.34).

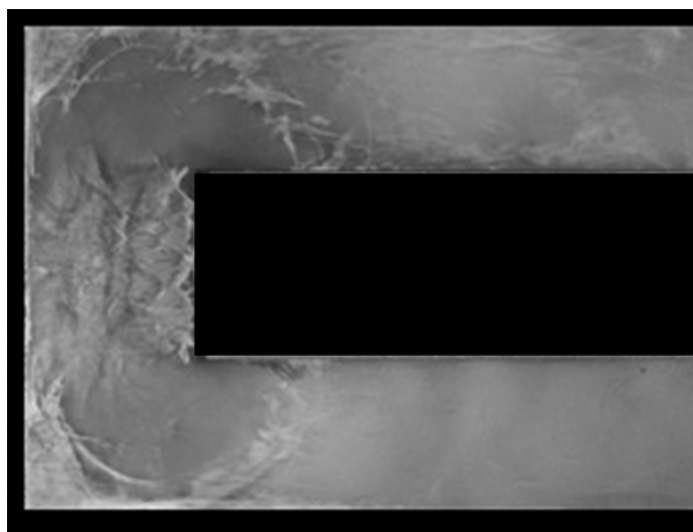


Figure V.34 : Diffraction de la détonation dans la zone 1 pour $C_2H_4+3O_2$ pour $D = 78$ mm, $h = 26$ mm et $P_0 = 55$ mbar

V.E.3 Transmission dans la zone 2

Après avoir étudié la diffraction de la détonation au travers de la première zone, nous nous intéressons à la seconde réflexion créée entre la fin du tube récepteur et le fond de la chambre de 200 mm de diamètre. Le processus observé est comparable d'une configuration géométrique à l'autre. La transmission ne semblant dépendre que de D et de la pression initiale (on note que la configuration $h = 26$ mm permet des résultats légèrement meilleurs que pour $h = 13$ mm mais la différence n'est pas significative).

Lorsque la pression initiale diminue, les observations montrent que l'on peut obtenir la transmission de la détonation dans la seconde réflexion (zone 2) même si la transmission après la première réflexion (zone 1) n'est pas assurée. Ce résultat devrait permettre une amélioration de la transmission de la détonation au travers du système complet de 2 réflexions par comparaison à un seul étage de réflexion.

Ce comportement peut être expliqué par le fait que le diamètre du tube récepteur étant supérieur à celui du tube initiateur ($D > d$), la pression critique de transmission à l'espace libre (P_c), calculée pour le diamètre D du tube récepteur, est inférieure à celle du tube initiateur de diamètre d ($P_c(D) < P_c(d) = 270$ mbar, cf. Tableau V.9). Donc dans les mêmes conditions thermodynamiques initiales (P_0 , T_0) et d'expérience (détonation CJ établie et géométrie de diffraction identique) le second tube transmet plus facilement la détonation. De plus le confinement créé entre le tube intermédiaire et la chambre implique une chasse des gaz brûlés plus intense et permet d'obtenir des conditions favorables à la ré-initiation de la détonation. Notre configuration implique que la détonation qui se transmet depuis le tube intermédiaire n'est pas formée depuis une longue distance (de l'ordre de 100 mm) et que le tube initiateur est un obstacle cylindrique central dans cette diffraction. Ces 2 paramètres peuvent interférer sur la diffraction de la détonation, et changer la valeur de P_c . Néanmoins ne pouvant pas évaluer ces effets nous les négligerons dans cette analyse.

h (mm)	D (mm)	D/d	D_{ch}/D	H/D	$P_c(D)$ (mbar)	P_{lim2} (mbar)	d/λ_2	D/λ_2
13	52	2	3,85	1	144	60	2,47	4,93
13	78	3	2,56	0,67	100	55	2,24	6,72
13	100	3,85	2	0,52	80	65	2,7	10,37
26	52	2	3,85	1	144	50	2	4
26	78	3	2,56	0,67	100	55	2,24	6,72
26	100	3,85	2	0,52	80	55	2,24	8,81

Tableau V.9 : Caractéristiques géométriques, Pressions critiques de transmission en espace libre (P_c) pour le diamètre D considéré et valeurs limites de P_0 pour transmettre la détonation dans la seconde réflexion

Pour une configuration géométrique donnée, si $P_0 > P_c$ (cf. Tableau V.9) alors la détonation n'a pas besoin de la réflexion sur le fond de la chambre pour se transmettre au travers du retournement. Murray et Lee (1983) ont montré que dans ce cas le point de ré-initiation de la détonation se situe à une distance $h \sim 11.\lambda$ le long du cône de diffraction. Etant donné que la distance entre l'extrémité du tube intermédiaire et le fond de la chambre est fixe ($H = 52$ mm) on calcule que si $P_0 > 144$ mbar, pour nos configurations géométriques et le mélange $C_2H_4+3O_2$, alors le fond de la chambre n'influera pas sur la transmission de la détonation. On observe expérimentalement que lorsque $P_0 > 150$ mbar, le point d'explosion se situe dans la zone de découplage du choc et de la flamme proche du cône d'extinction (cf. Figure V.35) sur des distances comparables à $13.\lambda$. Pour $P_0 < 150$ mbar, le fond peut gêner la transmission de la détonation en imposant une réflexion et créer une zone d'explosion du mélange, avant l'instant de ré-initiation « naturel » de la détonation.

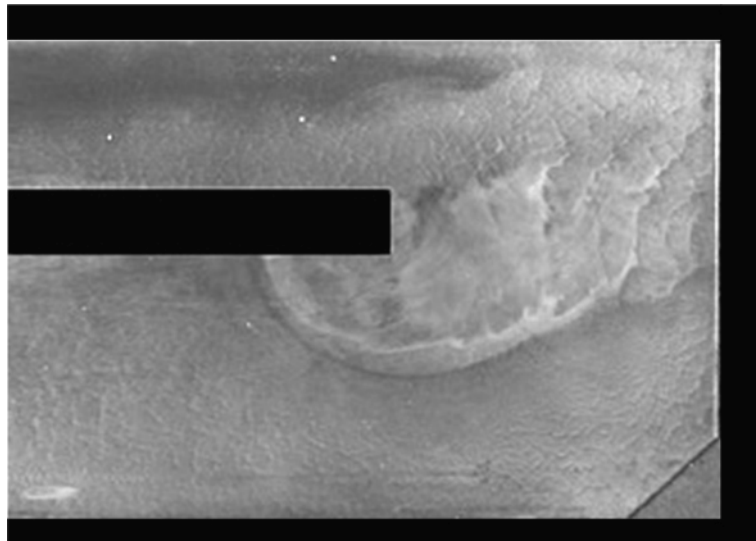


Figure V.35 : Transmission de la détonation au niveau de la seconde réflexion pour $D = 78$ mm, $h = 13$ mm, $P_0 = 200$ mbar

Pour $P_0 < P_c$, la détonation ne peut plus se transmettre directement, alors c'est la réflexion sur le fond de la chambre, du choc issu de la diffraction de la détonation, qui permet sa ré initiation. La réflexion de ce choc étant oblique, un système de Mach peut apparaître sur le fond. Un calcul simple montre que pour les configurations étudiées, le système de Mach devrait exister autour d'un point situé à égale distance entre l'axe et la paroi de la chambre (cf. Figure V.36). Ce système semble alors contrôler la ré-initiation de la détonation jusqu'à ce que le confinement latéral empêche la propagation de ce système de Mach ou de la super – détonation créée sur le fond.

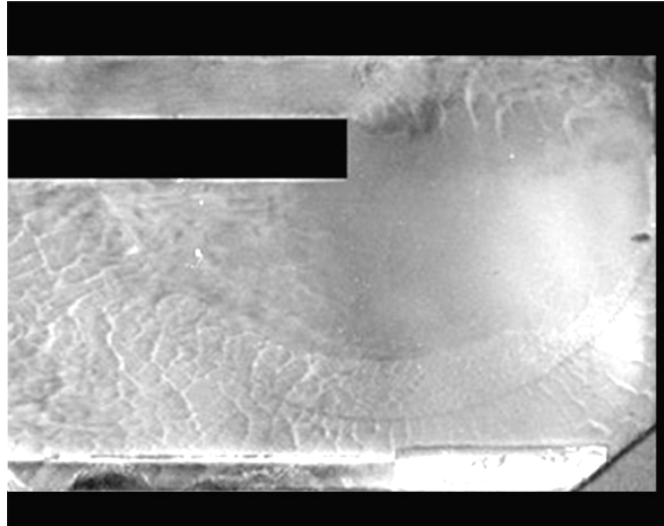


Figure V.36 : Transmission de la détonation lors de la seconde réflexion pour $D = 52$ mm, $h = 13$ mm et $P_0 = 100$ mbar

Le confinement créé entre le tube intermédiaire et la chambre est d'autant plus grand que le diamètre D est grand (soit un rapport D_{ch}/D petit, cf. Tableau V.9). Le fait que la paroi latérale de la chambre soit très proche de la paroi extérieure du tube intermédiaire empêche le développement de l'onde quasi-sphérique obtenue lors de la diffraction. Alors on observe que la détonation se crée à partir de la réflexion latérale sur la paroi de la chambre ou du tube intermédiaire via des réflexions successives (cf. Figure V.37, la pression pour laquelle arrive ce processus est d'autant plus élevée que le confinement est important :

- $P_0 = 60$ mbar pour $D = 52$ mm,
- $P_0 = 80$ mbar pour $D = 78$ mm et
- $P_0 = 100$ mbar pour $D = 100$ mm.

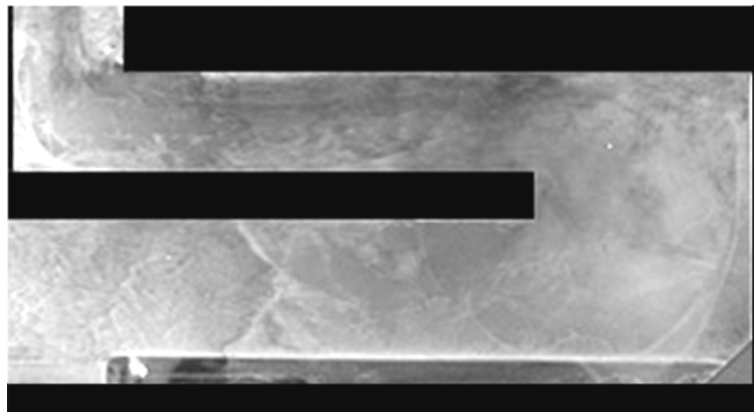


Figure V.37 : Transmission de la détonation lors de la seconde réflexion pour $D = 78$ mm, $h = 26$ mm et $P_0 = 65$ mbar

Le cas critique de transmission a été obtenu pour le diamètre de 100 mm et $P_0 = 55$ mbar. Dans ce cas, nous n'avons pas observé de ré-allumage de la détonation ni dans la zone 1, ni dans la zone 2. Pour ce cas, la ré-initiation est obtenue par la focalisation derrière le fond

fermé du tube récepteur de l'onde de choc diffractée au travers de l'espace annulaire entre le tube et la chambre (zone 3 Figure V.31, cf. Figure V.43).

Le meilleur cas de transmission (au sens du plus petit P_0) a été observé pour le diamètre de $D = 52$ mm, $h = 26$ mm, par réflexions successives d'onde de choc à $P_0 = 50$ mbar alors que pour les autres configurations on n'observe pas de ré-allumage dans la chambre à cette pression. Nous n'avons pas pu initier de détonation dans le tube initiateur pour des pressions inférieures à 50 mbar, il n'a donc pas été possible de vérifier si la pression $P_0 = 50$ mbar était bien la pression limite de transmission pour la configuration $D = 52$ mm, $h = 26$ mm.

V.E.4 Analyse de la limite de ré-initiation par collision frontale pour la première réflexion

Il ressort de l'étude de la diffraction de la détonation dans cette configuration qu'il existe un processus de ré-initiation qui ne nécessite pas l'intervention de la paroi latérale du tube intermédiaire pour transmettre la détonation dans tout le volume du tube. La transmission est issue d'une « super détonation » qui se crée sur le fond fermé du tube intermédiaire. Dans ce processus les conditions initiales sont suffisantes pour assurer le maintien de la « super détonation » dans le volume du tube sans réflexion sur la paroi ($R_s < D/2$ cf. Figure V.38).

Murray et al. (1983) ont étudié la diffraction de la détonation depuis un tube dans un espace cylindrique en fonction de h l'épaisseur de cet espace (cf. Chap. II.C.5). On observe clairement sur les plaques recouvertes de noir de carbone situées sur le mur arrière de leur géométrie, que la transmission s'effectue par l'impact sur le mur arrière d'une « super détonation » qui engendre la détonation dans l'espace cylindrique.

Il ressort de l'étude de l'effet de l'introduction d'obstacle avant une section conique sur la diffraction (cf. Chap. V.A), où la transmission de la détonation s'effectue par la réflexion d'une super détonation sur les parois du cône, que la condition limite de transmission de la détonation reste la même pour les angles supérieurs à 55° . Cette limite de transmission est la même pour l'angle de 180° , ce qui correspond à la diffraction en espace libre (comme dans le cas sans obstacle). Nous pouvons alors raisonnablement estimer que la limite de ré-initiation de la détonation en espace cylindrique est la même que celle dans le demi-espace libre délimité une plaque infinie à une distance h de l'extrémité du tube.

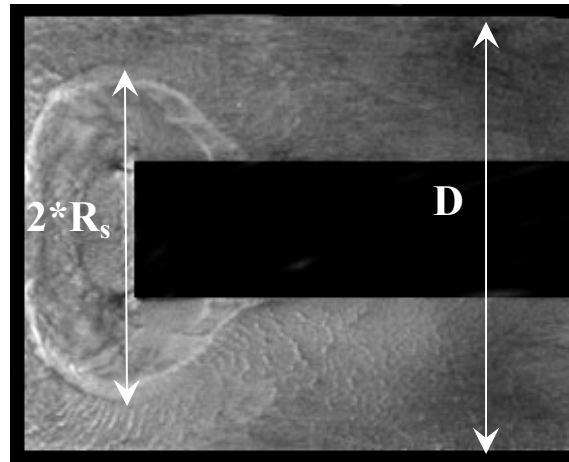


Figure V.38 : Définition du rayon de la structure de "super détonation"

De même pour notre dispositif expérimental, si la super détonation transversale issue de la ré-initiation frontale de la détonation ne rentre pas en collision avec la paroi latérale du tube (comme c'est le cas dans la Figure V.38), on peut estimer que la limite de transmission de la détonation correspondent à celle en espace libre. Pour vérifier cette hypothèse, nous avons comparé nos résultats à ceux de Murray et al. (1983), pour la limite de transmission adimensionnée $(d/\lambda)/k_c$ et pour le rayon adimensionné au rayon du tube initiateur (R_s/R_0) (cf. Tableau V.10). Le rayon R_s correspond à la moitié de la hauteur entre les deux branches de super détonation au niveau de l'extrémité du tube initiateur, comme défini sur la Figure V.38.

d (mm)	h (mm)	h/d	P_0 (mbar)	$(d/\lambda)/k_c$	R_s/R_0
26	13	0,5	200	0,72	2,03
26	26	1	150	0,52	2,69
26	39	1,5	175	0,62	3,46
52	52	1	80	0,52	-
78	52	0,67	65	0,62	-

Tableau V.10 : Valeurs limites de ré-initiation frontale (P_0 et $(d/\lambda)/k_c$) en fonction de h/d et rayon adimensionné (R_s/R_0) de la " super détonation"

La Figure V.39 représente l'évolution de R_s/R_0 en fonction de h/d, pour les résultats de Murray et al. (1983) et les nôtres. Ces résultats indiquent que plus le fond fermé est loin du tube plus la structure de « super détonation » est large, et que cette augmentation est quasi-linéaire avec h/d.

On remarque que nos résultats sont légèrement inférieurs à ceux de Murray et al., ceci peut être expliqué par l'hydrodynamique de la diffraction. En effet dans leur étude, lorsque l'onde de choc est guidée par le mur arrière (angle de 90° avec le tube) la célérité de l'onde de

choc est très légèrement plus importante que lorsque l'onde n'est pas guidée par le mur (écart de l'ordre de 5%). Dans notre configuration, l'onde de choc divergente va donc parcourir une distance plus faible avant que la super détonation n'atteigne le plan de la sortie du tube initiateur par son déplacement rétrograde et la hauteur apparente entre les deux branches de super détonation sera plus faible.

Il est à noter que pour l'épaisseur adimensionnée $h/d = 1,5$ la taille de la structure correspond à celle de la ré-initiation critique de la détonation en espace libre ($2 \cdot R_c/d \sim 44/13 \sim 3,4$). Le plus large saut de diamètre disponible sur notre dispositif est $D/d = 3,86$ (représenté par une ligne rouge sur la Figure V.39), si l'évolution de R_s/R_0 continue de la même manière lorsque h/d augmente, on voit alors que le plus large diamètre de tube dont nous disposons ($D = 100$ mm c'est-à-dire $D/d \sim 3,86$) ne nous permettra pas de voir la totalité de la structure de super détonation se former dans le tube intermédiaire pour $h/d = 2$.

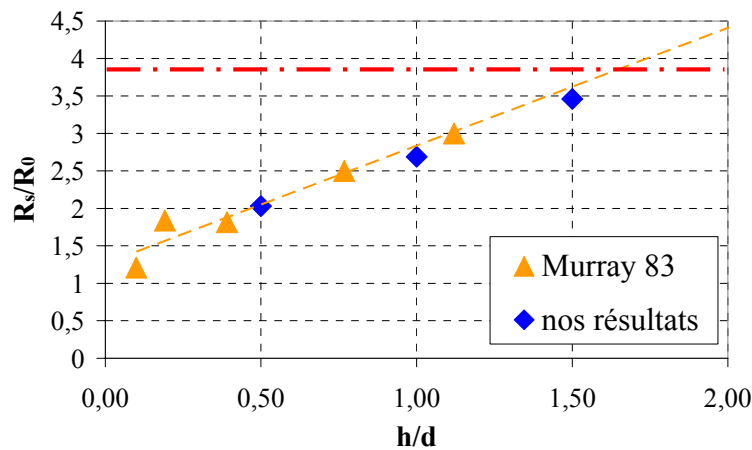


Figure V.39 : Taille adimensionnée de la structure de "super détonation" en fonction de l'épaisseur adimensionnée h/d

La Figure V.40 montre l'évolution de la valeur limite de ré-initiation frontale $(d/\lambda)/k_c$ en fonction de h/d pour la ré-initiation dans la zone 1, dans la zone 2 et pour les résultats de Murray et al. (1983). On note alors que nos résultats concordent avec ceux de Murray pour l'évolution $h/d > 0,4$ et on remarque la présence d'un minimum pour $h/d \sim 1,1$ et $d/\lambda \sim k_c/2$. Nous pouvons alors dire que la réflexion droite sur une plaque du système choc – flamme issue de la diffraction permet la transmission de la détonation pour des valeurs inférieures à celles requises en espace libre. L'optimum de cette configuration semble être obtenu pour $h/d \sim 1$.

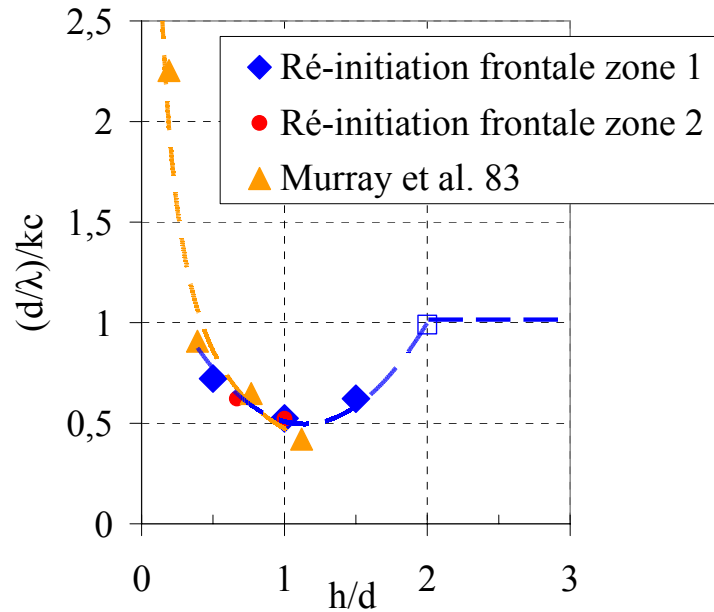


Figure V.40 : Evolution de la valeur limite de ré-initiation $(d/\lambda)/k_c$ en fonction de la profondeur adimensionnée h/d

V.E.5 Effet du confinement latéral sur la transmission de la détonation dans la zone 1

Les résultats obtenus sur la première réflexion montrent que la détonation peut se transmettre dans le tube intermédiaire par la réflexion latérale de l'onde de choc sur la paroi du tube. Ce processus intervient soit lorsque la réflexion frontale ne peut plus assurer la transmission, soit lorsque le confinement est tel que l'onde de choc issue de la diffraction se réfléchit sur la paroi latérale avant que la structure de super détonation ne puisse se développer.

La Figure V.41 représente la valeur minimum (en paramètre adimensionné $(d/\lambda)/k_c$) de ré-initiation par réflexion sur la paroi latérale dans le tube intermédiaire pour 2 profondeurs de fond différentes $h/d = 0,5$ et 1 . On remarque que plus le confinement diminue (D/d augmente) plus la limite de transmission tend vers celle observée pour la ré-initiation frontale (représentée par une ligne horizontale orange sur les graphes). On déduit de ces évolutions que la limite d'influence du confinement latéral se situe autour de $D/d = 4$ et $5,5$ pour respectivement les profondeurs $h/d = 0,5$ et 1 .

Pour $D/d = 3,86$ on observe une condition de ré-initiation plus faible (triangle vide) qui est due à un point correspondant à de multiples réflexions et non pas à la réflexion initiale à la paroi. Hormis pour cette condition, nous avons peu observé de conditions de ré-initiation en fin de tube correspondant à des phénomènes de TDD. Ceci peut s'expliquer par le fait que

après la première réflexion latérale la TDD ne peut prendre place au vue de la longueur réduite du tube intermédiaire (< 150 mm).

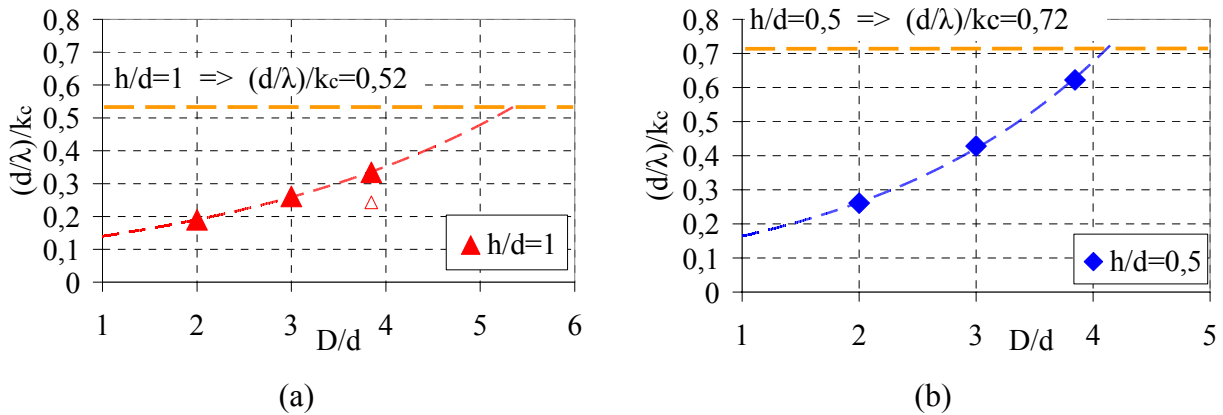


Figure V.41 : Evolution de la valeur limite de transmission dans le tube intermédiaire par réflexion latérale en fonction de D/d pour
 (a) : $h/d = 1$
 (b) : $h/d = 0,5$

V.E.6 Influence de la seconde réflexion sur la transmission de la détonation

La géométrie utilisée pour faire diffracter la détonation impose à cette dernière le passage de 2 réflexions successives avant de pouvoir être transmise à la totalité de la chambre. Nos résultats expérimentaux montrent que même si la transmission de la détonation n'est pas observée dans le tube intermédiaire, la diffraction à la fin du tube intermédiaire du système choc – flamme résultant peut permettre la création de la détonation juste après la seconde réflexion. Nous pouvons donc en déduire que le système complet de 2 réflexions est plus efficace qu'une seule (cf. Figure V.42), et que le système choc flamme peut créer la détonation par sa diffraction au travers d'une géométrie complexe. Nous avons d'ailleurs observé des cas d'apparition de la détonation dans le dispositif du saut de diamètre (cf. V.B) alors qu'un système choc flamme diffractait suite à une défaillance d'allumage, alors que la détonation dans les mêmes conditions initiales (P_0) ne se transmettait pas.

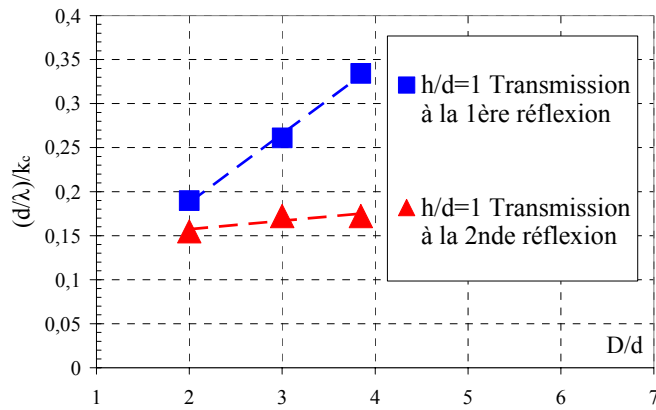


Figure V.42 : Evolution de la valeur limite de transmission au travers de la première et seconde réflexion en fonction du rapport D/d du tube intermédiaire sur le tube initiateur

Nous avons observé aussi un cas où la détonation ne se créait pas à la suite des deux réflexions mais à l'arrière du tube intermédiaire. Cette position, notée zone 3 sur la Figure V.31, correspond au lieu de focalisation de l'onde de choc diffractée par la surface annulaire comprise entre l'extérieur du tube intermédiaire et la chambre. Nous avons observé ce cas de ré-initiation pour $D = 100$ mm, $h = 26$ mm et pour $P_0 = 55$ mbar cf. Figure V.43. Nous n'avons pas pu observer ce processus pour le diamètre $D = 52$ mm puisque le mélange ne s'initiait pas dans notre tube initiateur pour $P_0 < 50$ mbar et qu'à cette pression la détonation apparaît après la seconde réflexion. Néanmoins ce cas doit être limite puisque nous avons observé la transmission ou l'extinction mais pas ce régime de ré-initiation pour $D = 78$ mm, qui doit être situé entre 50 et 55 mbar ($2 < d/\lambda < 2,24$).

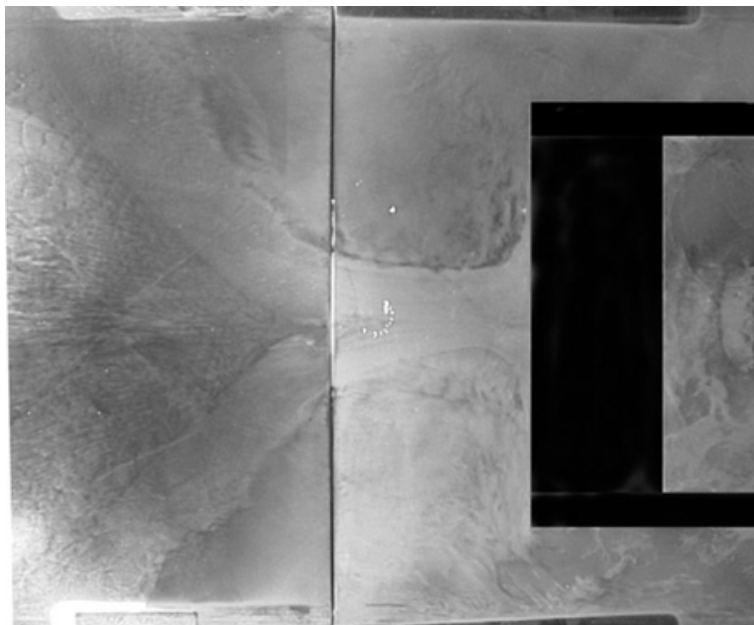


Figure V.43 : Ré-initiation derrière le tube intermédiaire ($D = 100$ mm, $h = 26$ mm, $P_0 = 55$ mbar)

En conclusion nous pouvons dire que l'introduction d'un tube intermédiaire (de rapport de diamètre $D/d = 2, 3$ ou $3,86$) nous permet de transmettre la détonation au travers un saut de section de $D_{ch}/d = 7,69$ pour des mélanges jusqu'à 6 fois moins détonant (au sens de la taille de cellule $\lambda : d/\lambda_{lim} \sim k_c/6$ cf. Figure V.42) que ceux nécessaires pour obtenir une transmission sans insert.

La similitude du processus de transmission de la détonation nous permet d'estimer que pour un mélange vérifiant la loi de transmission à l'espace libre $d_c = 13*\lambda$, nous obtiendrons une transmission de la détonation entre le tube initiateur (d) et la chambre de combustion (D_{ch} tel que $D_{ch}/d \sim 7,7$) par une loi du type $d_c = 2,2*\lambda$. Cette géométrie complexe montre alors une grande amélioration de la transmission de la détonation et est facilement adaptable sur un PDE.

V.F Conclusion Partielle

Nous avons mené l'étude de la diffraction de la détonation depuis un tube de 26 mm de diamètre vers une chambre de 200 mm de diamètre au travers de géométries différentes : section conique avec un obstacle central de rapport de blocage 0,5 à l'extrémité du tube, saut de section brutal de rapport de diamètre $D/d = 1,5$ et 2 avec et sans obstacle central (de $RB = 0,5$) et diffraction au travers d'une double réflexion créée par un tube intermédiaire de rapport de diamètre $D/d = 2 - 3$ et $3,86$. Nous avons utilisé différents mélanges réactifs stoechiométriques avec l'oxygène contenant les combustibles suivants : C_2H_2 , C_2H_4 , C_2H_6 et H_2 , et 2 mélanges C_2H_2 dilués avec de l'argon (à 50 et 83%). Nous avons étudié la diffraction de ces mélanges en faisant varier la pression initiale de manière à faire varier le rapport d/λ et comprendre les mécanismes de ré-initiation en fonction de d/λ .

Dans le cas de la diffraction dans un cône avec un obstacle central on observe la même évolution du rapport critique de transmission en fonction de l'angle α du cône :

- Pour $\alpha \geq 55^\circ$ cette valeur limite est la même que dans le cas de la diffraction dans le demi-espace soit un rapport $d/\lambda \sim k_c/2$
- Pour $\alpha \leq 55^\circ$ la limite diminue linéairement avec α jusqu'à $d/\lambda \sim k_c/5$ pour l'angle de 5°

Néanmoins le gain à la transmission apporté par l'obstacle diminue pour $\alpha < 35^\circ$ et devient même nul pour $\alpha = 5^\circ$. Pour des angles plus faibles on estime que l'obstacle devient même un inhibiteur de la transmission de la détonation.

Dans le cas de la diffraction de la détonation au travers d'un saut de section nous avons identifié des structures de ré-initiation différentes en fonction de d/λ , lorsque P_0 est inférieure à la pression critique de transmission :

- On observe la ré-initiation au niveau de la paroi lorsque la réflexion de l'onde de choc diffractée présente une structure de Mach à la paroi, pour un rapport $d/\lambda \sim 2.k_c/3$ pour $D/d = 2$ et $d/\lambda \sim k_c/3$ pour $D/d = 1,5$
- Pour d/λ inférieur à ces cas limites, la ré-initiation a lieu dans le volume du tube récepteur tout d'abord sous l'influence des réflexions d'onde de choc à la paroi puis lorsque d/λ est trop faible (à partir d'une valeur qui dépend de l'énergie d'activation réduite du mélange considéré) une ré-initiation par TDD dans le tube récepteur.

La limite de ré-initiation à la paroi semble varier linéairement avec le rapport D/d jusqu'à une valeur de $D/d = 2,5$ pour laquelle la valeur limite d/λ serait de l'ordre de k_c . A partir de ce rapport de diamètre la zone de Mach à la paroi ne permettrait pas une transmission de la détonation meilleure que dans le cas libre.

L'introduction d'un obstacle central de rapport de blocage 0,5 à l'extrémité du tube initiateur permet une amélioration de la transmission de la détonation dans le cas $D/d = 2$ jusqu'à une valeur de $d/\lambda \sim 2.k_c/5$. Pour $D/d = 1,5$ on note que l'obstacle défavorise la transmission de la détonation, ce qui correspondrait à ce qui a été observé dans le cas du cône.

Les simulations numériques obtenues à l'aide du code EFAE en géométrie 2D – axisymétrique ont montré des évolutions identiques qualitativement aux résultats observés expérimentalement (dans les cas avec et sans obstacle central). La ré-initiation de la détonation à la paroi dépend bien de l'apparition de la structure de Mach et de l'entrée de la flamme dans cette zone. Néanmoins lorsque la pression initiale est inférieure à une pression limite, on n'observe plus la ré-initiation de la détonation dans le tube récepteur.

Dans le cas de l'introduction d'une double réflexion entre le tube initiateur et la chambre, nous avons déterminé que la profondeur optimale du fond du tube retourné par rapport à l'extrémité du tube initiateur est de l'ordre de $h/d \sim 1$.

Au niveau des limites de transmission nous obtenons :

- Pour une seule réflexion la limite de transmission varie entre $k_c/5 < d/\lambda < k_c/3$ lorsque le saut de diamètre du tube intermédiaire passe de $D/d = 2$ à 3,86
- Pour deux réflexions successives, la limite de transmission observée arrive à des valeurs autour de $d/\lambda \sim k_c/6 - k_c/7$ quasiment indépendantes des dimensions latérales du tube intermédiaire. Ceci signifie que pour un mélange respectant la condition $d_c = 13*\lambda$ de transmission à l'espace libre, une double réflexion permet la condition critique de transmission au travers du saut $D_{ch}/d = 7,69$ pour $d_c = 2,2*\lambda$.

VI CONCLUSION

Au cours de ce travail nous avons abordé les études :

- 1) des processus d'accélération de flamme et de Transition Déflagration Détonation dans des tubes de petites dimensions munis de spirale de Shelkin et cherché à diminuer la longueur et le temps de transition,
- 2) du processus de diffraction de la détonation depuis un tube cylindrique au travers de géométries particulières telles que les ouvertures coniques, les ouvertures brutales de faibles rapports de section et au travers de deux réflexions normales successives de la détonation.

L'intérêt de ce travail est double. D'une part d'un point de vu théorique, cette étude permet de mieux comprendre les phénomènes complexes menant à l'initiation de la détonation, d'autre part d'un point de vu appliqué, cette étude permet d'obtenir des informations concernant les risques d'incidents liés aux milieux réactifs ou concernant les applications aéronautiques propulsives de type moteur à détonation pulsée (PDE). Ce travail est en particulier intimement lié à la mise au point d'un PDE aérobic fonctionnant avec un combustible de type kérosène. Cette application a induit des spécifications précises quant au cadre des études à mener.

VI.A *Transition Déflagration Détonation*

La TDD a été étudiée dans les tubes de petites dimensions (diamètre $D = 16-20$ et 26 mm) contenant une spirale de Shelkin de rapport de blocage $0,5$ et de pas égal au diamètre du tube. Nous avons utilisé 2 méthodes différentes pour mettre en évidence la TDD : les traces sur suie, et l'analyse de l'accélération du système choc – flamme créé dans le tube par métrologie par capteurs de pression et fibres optiques.

Le but de l'étude est la réduction de la TDD (en longueur L_{TDD} et en temps t_{TDD}) par l'analyse de l'accélération de flamme pour les mélanges stoechiométriques avec l'oxygène dilués par l'azote, soit $C_nH_m+(n+m/4).(O_2+\beta.N_2)$, possédant une détonabilité équivalente aux CNPT ($P_0 = 1$ bar et $T_0 = 293$ K), c'est-à-dire possédant une taille de cellule de détonation λ de valeurs quasi-identiques égale à 10 mm pour les mélanges que nous avons étudié.

La réduction de la TDD découle de l'optimisation de la géométrie de manière à augmenter rapidement la création de turbulence lors de la propagation de la flamme par deux préchambres de volume fixé ($D = 25$ mm et $L = 30$ mm) terminées par des plaques percées par un ou plusieurs trous réalisant un rapport de blocage très élevé.

Nous avons obtenu les résultats suivants :

- Par la méthode des traces, on n'observe la TDD que dans le tube de $D = 26$ mm

- pour le mélange H₂-air, on détermine que les obstructions de fin de préchambres conduisant aux meilleures transitions (en longueur et temps) sont : pour la première un trou de diamètre $\Phi = 9$ mm (RB = 0,87), et pour la seconde quatre trous de diamètre $\Phi = 5$ mm (RB = 0,85)
- il existe une longueur de spirale minimum pour obtenir la TDD (une spirale trop courte ne permettant pas la TDD). Si la spirale est plus longue que cette valeur minimum la TDD se situe toujours à la même distance du point d'allumage et la célérité mesurée lorsque la détonation se propage dans une section contenant des spires (quasi détonation) est de 85% D_{CJ}
- quelque soit le mélange étudié, la propagation de flamme atteint un régime particulier dit de « blocage thermique » (ou « choking ») avant que la transition en détonation ne soit observée
- le temps de transition t_{TDD} est inversement proportionnel à la vitesse de flamme laminaire du mélange étudié
- les préchambres permettent de réduire le temps d'apparition de la flamme turbulente et donc de réduire t_{TDD} de 25-30% mais leur influence semble faible sur L_{TDD}
- pour chaque mélange étudié, L_{TDD} dépend de la dilution ($\beta = N_2/O_2$) et on observe que L_{TDD} augmente exponentiellement avec β
- La taille de cellule est le paramètre principal contrôlant la longueur de transition, en particulier $L_{TDD}/\lambda \sim 30$ (+/-25%) pour les mélanges étudiés représentant la condition $d/\lambda \sim 1,8$ (d étant le diamètre libre dans le tube)
- On note que L_{TDD}/λ diminue lorsque l'énergie d'activation réduite E_a/RT_c , calculée derrière le choc de tête du régime de blocage, diminue. On note également une influence équivalente de l'enthalpie de réaction adimensionnée (Q/a_0^2) sur la TDD. On observe ce comportement parce qu'il existe une relation de proportionnalité entre Q/a_0^2 et E_a/RT_{ZND} pour les mélanges de même taille de cellule λ .

VI.B Diffraction de la Détonation

Nous avons mené l'étude de la diffraction de la détonation depuis un tube de 26 mm de diamètre vers une chambre de 200 mm de diamètre au travers de géométries différentes :

- ◆ section divergente conique avec un obstacle central de rapport de blocage 0,5 situé à l'extrémité du tube initiateur,
- ◆ saut de section brutal de rapport de diamètre $D/d = 1,5$ et 2 avec et sans obstacle central (de RB = 0,5)
- ◆ et diffraction au travers d'une double réflexion créée par un tube intermédiaire de rapport de diamètre $D/d = 2 - 3$ et 3,86.

Nous avons utilisé différents mélanges réactifs stoechiométriques avec l'oxygène contenant les combustibles suivants : C_2H_2 , C_2H_4 , C_2H_6 , H_2 , ainsi que 2 mélanges C_2H_2 dilués avec de l'argon (à 50 et 83%). Nous avons étudié la diffraction de ces mélanges en faisant varier la pression initiale de manière à faire varier le rapport d/λ et comprendre quels mécanismes permettent la ré-initiation en fonction du rapport d/λ avant diffraction.

Dans le cas de la diffraction dans un cône avec un obstacle central on observe la même évolution du rapport critique de transmission en fonction de l'angle α du cône :

- Pour $\alpha \geq 55^\circ$ cette valeur limite est la même que dans le cas de la diffraction dans le demi-espace soit un rapport $d/\lambda \sim k_c/2$
 - Pour $\alpha \leq 55^\circ$ la limite diminue linéairement avec α jusqu'à $d/\lambda \sim k_c/5$ pour l'angle de 5°
- Néanmoins le gain à la transmission apporté par l'obstacle diminue pour $\alpha < 45^\circ$ et devient même nul pour $\alpha = 5^\circ$. Pour des angles plus faibles l'obstacle devient même un inhibiteur de la propagation de la détonation.

Dans le cas de la diffraction de la détonation au travers d'un saut de section brutal nous avons identifié des structures de ré-initiation différentes en fonction de d/λ , lorsque P_0 est inférieure à la pression critique de transmission à l'espace libre :

- Pour d/λ inférieur à la valeur critique de transmission à l'espace libre, la ré-initiation se situe au niveau de la paroi à la même abscisse du saut de diamètre pour une configuration D/d donnée. L'auto-explosion du mélange apparaît lorsque la réflexion sur la paroi de l'onde de choc diffractée présente une structure de Mach. La ré-initiation selon ce schéma est observée jusqu'à un rapport $d/\lambda \sim 2.k_c/3$ pour $D/d = 2$ et $d/\lambda \sim k_c/3$ pour $D/d = 1,5$
- Pour d/λ inférieur à ces cas limites, la ré-initiation a lieu dans le volume du tube récepteur. Tout d'abord la ré-initiation est sous l'influence des réflexions d'onde de choc et de leurs intersections lors de la propagation du système choc flamme dans le tube. Puis lorsque d/λ est trop faible (à partir d'une valeur qui dépend de l'énergie d'activation réduite du mélange considéré) on observe que la ré-initiation s'effectue par TDD dans le tube récepteur.

La limite de d/λ pour obtenir une ré-initiation à la paroi semble augmenter linéairement avec le rapport D/d depuis 1 jusqu'à une valeur de l'ordre de 13 (pour les mélanges réactifs usuels) pour $D/d = 2,5$. A partir de ce saut de diamètre, la réflexion de Mach à la paroi ne permettrait pas une transmission de la détonation meilleure que dans le cas libre.

L'introduction d'un obstacle central de rapport de blocage 0,5 à l'extrémité du tube initiateur permet une amélioration de la transmission de la détonation dans le cas $D/d = 2$ jusqu'à une valeur de $d/\lambda \sim 2.k_c/5$. Pour $D/d = 1,5$ la limite de transmission observée est du

même ordre que pour $D/d = 2$, on note alors que, dans ce cas, l'obstacle défavorise la transmission de la détonation, ce qui correspondrait à ce qui a été observé dans le cas du cône.

Les simulations numériques obtenues à l'aide du code EFAE en géométrie 2D – axisymétrique ont montré des évolutions qualitativement identiques aux résultats observés expérimentalement (dans les cas avec et sans obstacle central). La ré-initiation de la détonation à la paroi dépend bien de l'apparition de la structure de Mach et de l'entrée de la flamme dans cette zone. Néanmoins lorsque la pression initiale est inférieure à une pression limite, on n'observe plus de ré-initiation de la détonation dans le tube récepteur.

Dans le cas de l'introduction d'une double réflexion entre le tube initiateur et la chambre, nous avons déterminé que la profondeur optimale pour permettre la transmission de la détonation entre l'extrémité du tube initiateur et le fond du tube intermédiaire est de l'ordre de $h/d \sim 1$.

On observe les limites de transmission suivantes :

- Pour une seule réflexion normale la limite de transmission varie entre $k_c/5 < d/\lambda < k_c/3$ lorsque le saut de diamètre du tube intermédiaire passe de $D/d = 2$ à 3,86
- Pour 2 réflexions successives, la transmission critique de la détonation entre le tube initiateur ($d = 26$ mm) et la chambre de combustion ($D_{ch} = 200$ mm), est observée pour des valeurs autour de $d/\lambda \sim k_c/6$ à $k_c/7$ quasiment indépendantes des dimensions latérales du tube intermédiaire. Ceci signifie que pour un mélange respectant la condition $d_c = 13*\lambda$ de transmission à l'espace libre, une double réflexion permet la condition critique de transmission au travers du saut $D_{ch}/d = 7,69$ selon une loi $d_c = 2,2*\lambda$.

VI.C Application au PDE

Le but de notre étude est de fournir les données expérimentales nécessaires à l'optimisation d'un système de création répétitive de la détonation pour un moteur à détonation pulsée (PDE) aérobie avec comme combustible du kérosène (ou les produits de pyrolyse ou de catalyse de ce kérosène). Le kérosène envisagé par de nombreuses équipes pour le fonctionnement du PDE aérobie est le JP10 ou exo-tetrahydrodicyclopentadiène ($C_{10}H_{16}$), sa taille de cellule de détonation λ pour un mélange stoechiométrique avec l'air aux CNPT est de l'ordre de 60 mm (Austin et Shepherd 2003). Rocourt (2004) donne la composition en volume d'un mélange gazeux issu de la pyrolyse du JP10 pour une exposition de 30 seconde à 1000°C : 37,5% H_2 , 21,4% C_2H_4 , 14,5% CH_4 , 9,9% C_6H_6 , 9,5% $C_{10}H_{16}$, 5,5% C_4H_6 et 1,7% C_3H_6 . Bien que ce mélange soit composé en volume à près de 60% de H_2 et de C_2H_4 (qui possèdent un λ inférieur à 20 mm avec l'air), ces molécules ne représentent que 20% de la masse des produits de décomposition. Par ailleurs, 60% de la masse est contenue

dans les restes de JP10 non décomposé, le C_6H_6 ($\lambda = 67$ mm avec l'air, Knystautas et al. 98) et le CH_4 ($\lambda = 330$ mm avec l'air, Knystautas et al. 84). Dans un mélange, la taille de cellule de détonation est influencée par le combustible le plus lourd (Matignon 2000), il apparaît alors que le mélange issu de la pyrolyse risque de présenter la même détonabilité que le mélange initial, au sens de la taille de cellule de détonation.

Le système initiateur devant fonctionner avec l'air et ses dimensions devant être réduites, nous avons décidé d'utiliser l'hydrogène comme combustible initiateur puisqu'il possède la taille de cellule de détonation λ la plus petite avec l'air (autour de 10 mm) et que dans les conditions expérimentales imposées (d de petite dimension i.e. 26 mm) ce mélange permet la création de la détonation dans le tube. Dans cette optique nous avons étudié la Transition Déflagration Détonation et la transmission de la détonation dans des conditions initiales telles que le rapport du diamètre du tube initiateur sur la taille de cellule de détonation λ soit de l'ordre de $d/\lambda \sim 3$.

Le dispositif expérimental utilisé nous a permis d'obtenir la TDD du mélange H_2 -air sur des longueurs de l'ordre de 400 mm soit $L_{TDD} \sim 15d$. Une fois la détonation créée dans le tube initiateur il faut pouvoir la transmettre à la chambre de combustion. Les études menées sur la diffraction des ondes de détonation sont effectuées pour la plupart sur des détonations se propageant depuis plusieurs mètres ce qui permet d'obtenir des profils de détente de Taylor – Zel'dovich derrière la détonation montrant un gradient faible. Ce gradient faible permet le maintien des conditions CJ de détonation (pression, température et masse volumique) au niveau de l'extrémité du tube lors de la diffraction de l'onde ce qui soutient l'expansion du système choc flamme. Les gradients derrière l'onde de détonation dépendent de la longueur sur laquelle la détonation s'est propagée, plus cette longueur est importante plus les gradients sont faibles. Si on veut que la diffraction de la détonation dans le cas de l'initiateur du PDE n'induisse pas des pertes qui perturberaient la transmission de la détonation, il faut que les gradients derrière l'onde de détonation soient les plus faibles possibles et donc que la détonation se soit propagée sur une certaine longueur avant sa diffraction. Si l'on prend comme critère le fait que les conditions CJ ne doivent varier de plus de 10% lorsque la détonation parcourt la totalité de la longueur du cône de diffraction on peut calculer la longueur de propagation nécessaire à la détonation avant sa diffraction, on estime alors que $L_{propagation} \sim 18d$. On peut alors donner une longueur totale de tube nécessaire avant diffraction, correspondant à la somme $L_{TDD} + L_{propagation}$, de l'ordre de 30 à 35d ce qui signifie pour le diamètre de tube imposé une longueur de 800 à 900 mm entre le système d'allumage et la diffraction.

Nous pourrions diminuer cette longueur si l'on changeait la philosophie du système initiateur et que l'emploi d'un booster de mélange stoechiométrique hydrocarbure – oxygène était utilisé. Dans ce cas la détonation serait initiée très rapidement par TDD ($L_{TDD}/d < 2$ pour

l'hydrogène) et l'initiation du mélange C_nH_m – air, par Transition Choc Détonation, s'effectuerait plus facilement.

L'étude de la diffraction de la détonation depuis le tube initiateur au travers de géométries différentes pour des hydrocarbures (C_nH_m), nous a permis d'estimer les longueurs nécessaires pour qu'une détonation possédant une taille de cellule λ de détonation telle que $d/\lambda \sim 3$ se transmette à la chambre de combustion d'un PDE (de diamètre $D_{ch} \sim 200$ mm).

Si on utilise une géométrie de diffraction conique, on estime que l'angle maximum que l'on peut utiliser soit de 10° soit une longueur de section de transmission de l'ordre de 500 mm pour faire passer le diamètre du tube de 26 à 200 mm. L'introduction d'obstacles pour de si petits angles n'apporte pas de bénéfice pour la transmission de la détonation.

Si on utilise une géométrie de type sauts de section successifs pour la transmission de la détonation, les résultats expérimentaux montrent que pour un saut de diamètre D_2/D_1 donné il faut une distance de l'ordre de D_2 pour recouvrer l'onde de détonation dans la section du tube. De plus, on connaît l'évolution du saut de diamètre maximum D/d pour observer la re-initiation de la détonation à la paroi en fonction du rapport d/λ . A partir de ces données, on calcule que la transmission au travers d'un saut de $D_{ch}/d = 200/26 \sim 7,69$ d'une onde de détonation de caractéristique $d/\lambda \sim 3$ peut s'effectuer en 5 sauts successifs et sur une longueur de l'ordre de $15.d$, soit autour de 400 mm, c'est-à-dire proche de la valeur précédente. De même que dans le cas de la section conique, les sauts de sections considérés sont tels que l'introduction d'un obstacle central ne permet pas d'amélioration de la transmission.

Si un tube intermédiaire à fond fermé, définissant deux réflexions normales successives, est inséré entre le tube initiateur et la chambre de combustion, les résultats expérimentaux montrent que pour un rapport de section D/d de 2 et une distance h entre l'extrémité du tube initiateur et le fond du tube intermédiaire telle que $h/d \sim 1$, on observe la transmission de la détonation au travers des 2 réflexions, pour des mélanges de caractéristiques de transmission $d/\lambda \sim 2-3$. On peut alors considérer que la longueur nécessaire pour obtenir la détonation est la longueur du dispositif c'est-à-dire que la transmission est obtenue sur des longueurs de l'ordre de 200 mm.

Il semble alors que l'utilisation d'une double réflexion entre le tube initiateur et la chambre de combustion permette la transmission de la détonation dans des conditions correspondant à celles utilisées pour le PDE. Néanmoins nous avons choisi d'utiliser comme combustible avec l'air l'hydrogène dans le système initiateur pour obtenir la détonation dans les conditions de volume imposées. Ce mélange possède une caractéristique de transmission $k_c \sim 20$ beaucoup plus élevé que pour l'hydrocarbure étudié (C_2H_4 , k_c autour de 13). Si le rapport de similitude est conservé alors pour un mélange H_2 -air, la transmission au travers du système ne sera observée que pour $d/\lambda \sim 3,5$ à $4,5$. Cette donnée nous impose soit de transmettre la détonation à un mélange d'hydrocarbure avant la transmission dans le tube

intermédiaire, soit d'envisager l'introduction d'obstacles de paroi pour améliorer la transmission de la détonation.

Une autre solution pour envisager à la fois de réduire la longueur du tube initiateur et de favoriser la transmission de la détonation au travers de notre système serait de profiter de la période de détonation forte inhérente au processus de TDD. En effet, les détonations fortes se transmettent plus facilement que les détonations quasi-CJ (Desbordes et Vachon 1986) et leur utilisation au sein d'un système de transmission de la détonation pour un PDE a déjà montré son efficacité (Conrad et al. 2004). Pour cela il faut réduire la longueur du tube initiateur de manière à faire diffracter la détonation juste après son initiation par TDD (en supprimant la période de propagation nécessaire pour réduire les gradients). L'inconvénient de ce système est que l'importance des gradients derrière la détonation peut perturber fortement le processus de diffraction au travers des deux réflexions successives. Une étude des conditions nécessaires pour observer la transmission dans cette configuration serait d'importance pour optimiser le système d'initiation répétitive de la détonation.

Bibliographie

- Auffret Y.**, “Etude de la détonation de mélanges gazeux à température initiale élevée”, *Thèse de l’université de Poitiers 1998*
- Austin J.M. et Shepherd J.E.**, “Detonations in hydrocarbon fuel blends”, *Comb. and Flame* 132 (2003) pp. 73-90
- Bartlmä F. and Schröder K.**, “The diffraction of a plane detonation wave at a convex corner”, *Comb. and Flame* 66 (1986) pp. 237-248
- Bollinger L, Fong M. and Edse R.**, “Experimental measurements and theoretical analysis of detonation induction distances”, *ARS Journal* 1961 pp. 588-595
- Boris J.P., Landsberg A.M., Oran E.S. et Gardner J.H.**, “LCPFCT – A flux-corrected transport algorithm for solving generalized continuity equations”, *Naval Research Laboratory Report No. NRL/MR/641093-7192* (1993)
- Borisov A.A., Khomik S.V., Mikhalkin V.R. and Saneev E.V.**, “Critical energy of direct detonation initiation in gaseous mixtures”, *AIAA Progress In Astro. and Aero.* 133 (1991) pp. 142-155
- Burcat A. and Hasson A.**, “Deflagration to detonation transitions in hexane and heptane mixtures with oxygen”, *19th Symp. on Combustion 1982* pp. 625-634
- Carnasciali F., Lee J.H.S. and Knystautas R.**, “Turbulent jet initiation of detonation”, *Comb. and Flame* 84 (1991) pp. 170-180
- Chan C.K., Grieg D.R.**, “The structure of fast deflagrations and quasi-detonations”, *22nd Symp. on Combustion 1988* pp. 1733-1739
- Ciccarelli G.**, “Critical tube measurements at elevated initial mixture temperatures”, *Comb. Sci. And Tech.* 174 (2002) pp. 173-183
- 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.**, “effects of obstacle size and spacing on the initial stage of flame acceleration in an obstacle laden tube”, *19th ICDERS Hakone 2003*
- Colella P., Ferguson R.E., Glaz H.M. and Kuhl A.L.**, “Mach reflection from an HE-driven blast wave”, *AIAA Progress In Astro. and Aero.* 106 (1986) pp. 388-421
- Conrad C., Saretto S., Lee S.Y. and Santoro R.**, “Studies of overdriven detonation wave transition in a gradual area expansion for PDE applications”, *40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference 2004*, Fort Lauderdale AIAA2004-3397
- Cooper M., Jakson S., Shepherd J.E.**, “Effect of deflagration-to-detonation on pulse detonation engine impulse”, *GALCIT Report FM00-3 2000*
- Daniau E.**, “Contribution à l’étude des performances d’un moteur à détonation pulsée”, *Thèse de l’université de Poitiers 2001*
- Desbordes D. and Vachon M.**, “Critical diameter of diffraction for strong plane detonation”, *AIAA Progress In Astro. and Aero.* 106 (1986) pp. 131-143
-

- Desbordes D.**, “Correlation between shock flame predetonation zone and cell spacing in critically initiated spherical detonations”, *AIAA Progress In Astro. and Aero.* 106 (1986) pp. 166-180
- Desbordes D.**, “La transition déflagration détonation ou TDD, étude bibliographique”, *Rapport interne* 1993
- Desbordes D., Gueraud C., Hamada L., Presles H.N.**, “Failure of the classical dynamic parameters relationships in highly regular cellular structure”, *AIAA Progress in Astro. and Aero.* 153 (1993) pp. 347-359
- Dorofeev S.B., Bezmelnitsin A.V., Sidorov V.P., Yankin J.G. and Matsukov I.D.**, “Turbulent jet initiation of detonation in hydrogen-air mixtures”, *Shock Waves* 6 (1996) pp. 73-78
- Dorofeev S.B., Sidorov V.P., Kuznetsov M.S., Matsukov I.D. and Alekseev V.I.**, “Effect of scale on the onset of detonations”, *Shock Waves* 10 (2000) pp. 137-149
- 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.* 1980 pp. 341-357
- Fickett W. and Davis W.C.**, “Detonations”, *University of California Press* 1979
- Fisher M., Pantow E. and Kratzel T.**, “Propagation, decay and re-ignition of detonations in technical structures”, *Gaseous and heterogeneous detonations: science to application* 1999 pp. 197-212
- Gamezo V.N., Desbordes D. et Oran E.S.**, “Two-dimensional reactive flow dynamics in cellular detonation waves”, *Shock Waves* 1999 pp. 11-17
- Gamezo V.N., Desbordes D. et Oran E.S.**, “Formation and evolution of two-dimensional cellular detonations”, *Comb. And Flame* 1999 pp. 154-165
- Gu L.S., Knystautas R. and Lee J.H.S.**, “Influence of obstacle spacing on the propagation of quasi-detonation”, *AIAA Progress In Astro. and Aero.* 1988 pp. 232-247
- Hasson A. and Burcat A.**, “Deflagration to detonation transitions in propylene oxide-oxygen mixtures”, *Combust. Sci. and Tech.* 33 (1983) pp. 215-230
- Hasson A., Avinor M. and Burcat A.**, “Transition from deflagration to detonation, spark ignition, and detonation characteristics of ethylene-oxygen mixtures in a tube”, *Comb and Flame* 49 (1983) pp. 13-26
- 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
- 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
- Khasainov B., Priault C., Presles H.N. and Desbordes D.**, “Influence d’un obstacle central sur la transmission d’une détonation d’un tube dans un grand volume”, *C.R. Acad. Sci. Paris* 2001, t. 329, Série II b, pp. 679-685
-

- Khasainov B., Presles H.N., Desbordes D., Demontis P. and Vidal P.**, “Detonation diffraction from circular tubes to cones”, *19th ICDERS Hakone 2003*
- Khasainov B., Presles H.N., Desbordes D., Demontis P. and Vidal P.**, “Detonation diffraction from circular tubes to cones”, *Shock Waves*, accepté à publication 2005
- Knystautas R., Guirao C., Lee J.H., and Sulmistras A.**, “Measurement of cell size in hydrocarbon-air mixtures and predictions of critical tube diameter, critical initiation energy, and detonability limits.”, *AIAA Prores In. Astronaut. Aeronaut.94* (1984) pp. 23-37
- Knystautas R., Lee J.H.S., Peraldi O. and Chan C.K.**, “Transmission of a flame from a rough to a smooth-walled tube”, *AIAA Progress In Astro. and Aero.106* (1986) pp. 37-52
- Knystautas R., Lee J.H.S., Shepherd J.E. and Teodorczyk A.**, “Flame acceleration and transition to detonation in benzene-air mixtures”, *Comb. and Flame 115* (1998) pp. 424-436
- Kuznetsov M., Ciccarelli G., Dorofeev S., Alekseev V., Yankin Yu. And Kim T.H.**, “DDT in methane air mixtures”, *18th ICDERS Seattle 2001*
- Kuznetsov M., Ciccarelli G., Dorofeev S., Alekseev V., Yankin Yu. And Kim T.H.**, “DDT for methane air mixtures”, *Shock Waves 12* (2002) pp. 215-220
- Kuznetsov M.S., Alekseev V.I. and Dorofeev S.B.**, “Comparison of critical conditions for DDT in regular and irregular cellular detonation systems”, *Shock Waves 10* (2000) pp. 217-223
- Kuznetsov M.S., Alekseev V.I., Yankin Yu and Dorofeev S.B.**, “Slow and fast deflagrations in hydrocarbon-air mixtures”, *Combust. Sci. and Tech. 174* (2002) pp. 157-172
- Kuznetsov M.S., Matsukov I.D., Alekseev V.I. and Dorofeev S.B.**, “Photographic study of unstable turbulent flames in obstructed area”, *17th ICDERS Heidelberg 1999*
- Lee J.H.S., Knystautas R. and Freiman A.**, “High speed turbulent deflagration and transition to detonation in H₂-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 C. and Kailasanath K.**, “Detonation transmission and transition in channels of different sizes”, *Proceedings of the 28th Combustion Institute* (2000) pp. 603-609
- Libouton J.C., Dormal M. and Van Tiggelen P.J.**, “Reinitiation process at the end of a detonation cell”, *AIAA Progress In Astro. and Aero. 1981* pp. 358-369
- Lieberman D., Lee J.H.S.**, “Photographic study of the transition between the quasi-detonation and choking regime”, *18th ICDERS Seattle 2001*
- Lieberman D.H., Parkin K.L. And Shepherd J.E.**, “Detonation initiation by a hot turbulent jet for use in pulse detonation engines”, *AIAA paper 02-3909*
- Lindstedt R.P. and Michels H.J.**, “Deflagration to detonation transition in mixtures of Alkane LNG/LPG constituents with O₂/N₂”, *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
-

- Liu Y.K., Lee J.H.S. and Knystautas R.**, “Effect of geometry on the transmission of detonation through an orifice”, *Comb. and Flame* 56 (1984) pp. 215-225
- Manson N.**, “Contribution à l’étude de la propagation des détonations et des déflagrations dans les mélanges gazeux”, *Thèse de la faculté des sciences de l’université de Paris* 1946
- Matignon C.**, “Etude de la détonation de deux mélanges stoechiométriques ($\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{O}_2/\text{N}_2$ et $\text{CH}_4/\text{C}_2\text{H}_6/\text{O}_2/\text{N}_2$) influence de la proportion relative des deux combustibles et de la température initiale élevée”, *Thèse de l’université de Poitiers* 2000
- Meltzer J. Shepherd J.E., Akbar R. and Sabet A.**, “Mach reflection of detonation waves”, *AIAA Progress In Astro. and Aero.* 1991 pp. 78-94
- Mitrofanov V.V. and Soloukhin R.I.**, “Sur la diffraction instantanée de front de détonation”, *Dokl. Akad. Nank. SSSR* 159 (1965) pp. 1003
- Moen I.O., Donato M., Knystautas R. and Lee J.H.S.**, “Flame acceleration due to turbulence produced by obstacles”, *Comb. And Flame* 39 (1980) pp. 21-32
- Moen I.O., Sulmistras A., Thomas G.O., Bjerketvedt D. and Thibault P.A.**, “Influence of regularity on the behaviour of gaseous detonations”, *AIAA Progress In Astro. and Aero.* 106 (1986) pp. 220-243
- Murray S.B. and Lee J.H.S.**, “On the transformation of planar detonation to cylindrical detonation”, *Comb. and Flame* 52 (1983) pp. 269-289
- Nzeyimana E., Vandermeiren M., Van Tiggelen P.J.**, “Influence of chemical composition on the deflagration detonation transition”, *AIAA Progress In Astro. and Aero.* 106 (1986) pp. 19-36
- Ohyagi S., Obara T. Hoshi S., Cai P. and Yoshihashi T.**, “Diffraction and re-initiation of detonations behind a backward-facing step”, *Shock Waves* 12 (2002) pp. 221-226
- Oran E.S. et Boris J.P.**, “Numerical simulation of reactive flow”, *Elsevier New York* 1987
- Oran E.S., Kailasanath K. et Guirguis R.H.**, “Numerical simulations of the development and structure of detonations”, *AIAA Progress In Astro. and Aero.* 114 (1988) pp. 155-169
- Oran E.S., Boris J.P., Jones D.A., Sishel M.**, “Ignition in a complex Mach structure”, *AIAA Progress In Astro. and Aero.* 1993 pp. 241-252
- Ouarti N.**, “Etude de la transition déflagration détonation dans les mélanges $\text{C}_2\text{H}_2/\text{air}$ et H_2/O_2 à usage dans les propulseurs à détonations pulsées”, *DEA Université de Poitiers* 2001
- Pantow E.G., Fisher M. and Kratzel Th.**, “Decoupling and recoupling of detonation waves associated with sudden expansion”, *Shock Waves* 6 (1996) pp. 131-137
- Pawel D., Van Tiggelen P.J., Vasatko H. and Wagner H.**, “Initiation of detonation in various gas mixtures”, *Comb and Flame* 15 (1970) pp. 173-177
- 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
-

- Plaster M., McCleanagan R.D., Benz F.J., Shepherd J.E. and Lee J.H.**, “Detonation of cryogenic gaseous hydrogen-oxygen mixtures”, *AIAA Progress In Astro. and Aero.* 133, (1991) pp. 37-55
- Priault C.**, “Diamètre critique de transmission d’une détonation: influence de la géométrie de diffraction”, *Thèse de l’université de Poitiers* 2003
- Romano M.P., Radulescu M.I., Higgins A.J. and Lee J.H.S.**, “Sensitization of pentane-oxygen mixtures to DDT via cool flame oxydation”, *Comb. and Flame* 132 (2003) pp. 387-394
- Rouvreau S.**, “Etude des caractéristiques dynamiques de détonation des mélanges $2H_2+O_2$ dilués par les inertes monoatomiques He, Ar, Kr et diatomiques N_2 à températures ambiante $T_0=293K$ pour des pressions initiales variant de 0,1 à 2,8 bar”, *DEA université de Poitiers* 1996
- Shelkin K. I. and Troshin Ya. K.**, *Gasodynamika Gorenyia, Moscwa, 1963*
- Smirnov N.N. and Tyurnikov M.V.**, “Experimental investigation of deflagration to detonation transition in hydrocarbon-air gaseous mixture”, *Comb. and Flame* 100 (1995) pp. 661-668
- Sochet I., Lamy T., Brossard J., Vaglio C. and Caysac R.**, “Critical tube diameter for detonation transmission and critical initiation energy of spherical detonation”, *Shock Waves* 9 (1999) pp. 113-123
- Sorin R., Zitoun R., Desbordes D.**, “Detonation diffraction through different geometries”, soumis au 20th *ICDERS Montreal* 2005
- Sorin R., Zitoun R., Desbordes D., Presles H.N. and Khasainov B.**, “Detonation transmission through a sudden increase of tube diameter”, *Proceedings of International Conference on Combustion and Detonation Zel’dovich Memorial II, Moscou* 2004
- Sorin R., Zitoun R., Desbordes D.**, “Optimisation of the deflagration to detonation transition: reduction of length and time of transition”, 19th *ICDERS Hakone* 2003
- Sorin R., Zitoun R., Desbordes D.**, “Optimization of the Deflagration to detonation Transition: reduction of length and time of transition”, soumis à publication, *Shock Waves*
- Strehlow R. and Salm R.**, “The failure of marginal detonations in expanding channels”, *Acta Astronautica* 3 (1976) pp. 983-994
- 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
- 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., Edwards D.H., Lee J.H.S., Knystautas R., Moen I.O. and Wei Y.M.**, “Detonation diffraction by divergent channels”, *AIAA Progress In Astro. and Aero.* 106 (1985) pp. 144-154
-

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

Vasil’ev A., “About a detonation engine with external combustion”, *High-Speed Deflagration and Detonation: Fundamental and Control, 2001*, Eds Roy, Frolov, Netzer and Borisov

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

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

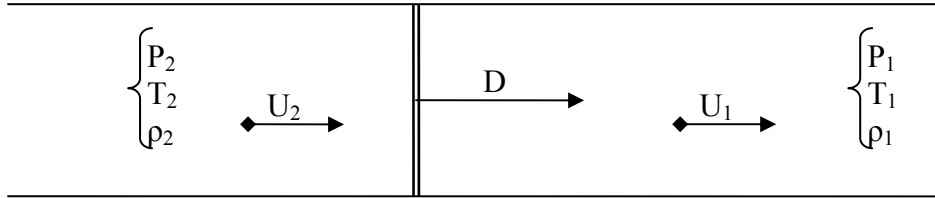
Zari A., “Influence du blocage central et son épaisseur sur la transmission de la détonation à l’espace libre”, *DEA Université de Poitiers 1989*

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

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 :

$$\begin{array}{l} \text{Conservation de la masse} \\ \text{Conservation de la quantité de mouvement} \\ \text{Conservation de l'énergie} \end{array} \left\{ \begin{array}{l} \rho_1 \cdot W_1 = \rho_2 \cdot W_2 \quad (\text{A.1}) \\ P_1 + \rho_1 \cdot W_1^2 = P_2 + \rho_2 \cdot W_2^2 \quad (\text{A.2}) \\ h_1 + \frac{W_1^2}{2} = h_2 + \frac{W_2^2}{2} \quad (\text{A.3}) \end{array} \right.$$

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) :

$$\frac{P}{\rho} = rT = \frac{a^2}{\gamma} \quad (\text{A.4})$$

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):

$$h = \frac{a^2}{\gamma - 1} - Y_p \cdot Q \quad (\text{A.5})$$

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 :

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{2 \cdot \gamma \cdot M_1^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \quad (\text{A.6}) \quad \frac{T_2}{T_1} = \frac{[2 \cdot \gamma \cdot M_1^2 - (\gamma - 1)] \cdot [(\gamma - 1) \cdot M_1^2 + 2]}{(\gamma + 1)^2 \cdot M_1^2} \quad (\text{A.8})$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\gamma + 1}{(\gamma - 1) + \frac{2}{M_1^2}} \quad (\text{A.7}) \quad U_2 = \frac{2 \cdot a_1}{\gamma + 1} \left(M_1 - \frac{1}{M_1} \right) \quad (\text{A.9})$$

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 :

$$\rho_f \cdot (V_F - U_f) = \rho_b \cdot (V_F - U_b) \quad (\text{A.10})$$

$$P_f + \rho_f \cdot (V_F - U_f)^2 = P_b + \rho_b \cdot (V_F - U_b)^2 \quad (\text{A.11})$$

$$h_f + \frac{1}{2} (V_F - U_f)^2 = h_b + \frac{1}{2} (V_F - U_b)^2 \quad (\text{A.12})$$

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 :

$$(P_2 - P_1) = -(\rho_1 \cdot W_1)^2 \cdot \left(\frac{1}{\rho_2} - \frac{1}{\rho_1} \right) \quad (\text{A.13})$$

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 :

$$h_2 - h_1 = \frac{1}{2} (P_2 - P_1) \cdot \left(\frac{1}{\rho_2} - \frac{1}{\rho_1} \right) \quad (\text{A.14})$$

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

$C_p(T) = \text{cste}$ implique que $\gamma = \text{cste}$) 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 :

$$\frac{P_2}{P_1} = 1 - \gamma \cdot M_1^2 \cdot \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} - 1 \right) \quad (\text{A.13 bis}) \quad \text{et} \quad \frac{P_2}{P_1} = \frac{k - \frac{\rho_1}{\rho_2} + 2 \cdot \gamma \cdot q}{k \cdot \frac{\rho_1}{\rho_2} - 1} \quad (\text{A.14 bis})$$

La Figure 1 représente ces 2 courbes dans le plan $(P_2/P_1, \rho_1/\rho_2)$, si on s'intéresse à la branche dite des détonations, c'est-à-dire celle pour laquelle $P_2/P_1 > (1+(\gamma-1) \cdot \gamma \cdot q)$ (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 $M_1 < M_{\text{minimal}} = M_{CJ}$ 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.

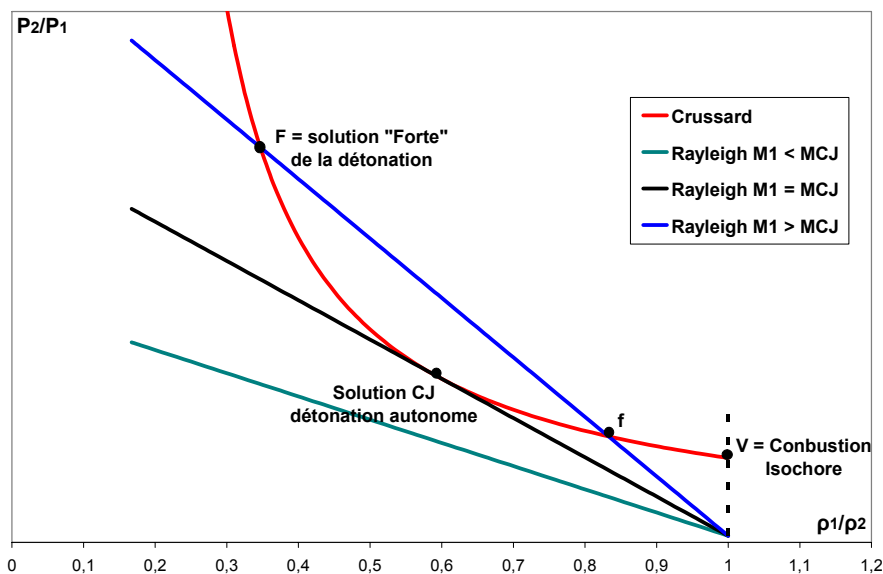


Figure 1 : Représentation de l'adiabatique de Crussard et la droite de Rayleigh – Michelson dans le plan $(P_2/P_1, \rho_1/\rho_2)$

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 :

$$M_{CJ} = M_1 = \sqrt{\frac{(\gamma^2 - 1) \cdot q}{2} + 1} + \sqrt{\frac{(\gamma^2 - 1) \cdot q}{2}} \approx \sqrt{2 \cdot (\gamma^2 - 1) \cdot q} \quad (\text{A.15})$$

On en déduit alors les relations entre l'état thermodynamique (1) et l'état (2) CJ (qui peuvent être simplifiées en supposant $M_{CJ}^2 \gg 1$):

$$\frac{P_{CJ}}{P_1} = 1 + \frac{\gamma \cdot (M_{CJ}^2 - 1)}{\gamma + 1} \approx 1 + \frac{\gamma}{\gamma + 1} M_{CJ}^2 \quad (\text{A.16})$$

$$\frac{\rho_1}{\rho_{CJ}} = \frac{\gamma}{\gamma + 1} \cdot \left[1 + \frac{1}{\gamma \cdot M_{CJ}^2} \right] = \frac{W_{CJ}}{W_1} \approx \frac{\gamma}{\gamma + 1} \quad (\text{A.17})$$

$$\frac{T_{CJ}}{T_1} = \frac{(\gamma \cdot M_{CJ}^2 - 1)^2}{(\gamma + 1)^2 \cdot M_{CJ}^2} \approx \left(\frac{\gamma}{\gamma + 1} \right)^2 M_{CJ}^2 \quad (\text{A.18})$$

$$M_2^2 = M_{CJ}^2 \cdot \frac{T_1}{T_{CJ}} \cdot \left(\frac{\rho_1}{\rho_{CJ}} \right)^2 \equiv 1 \quad (\text{A.19})$$

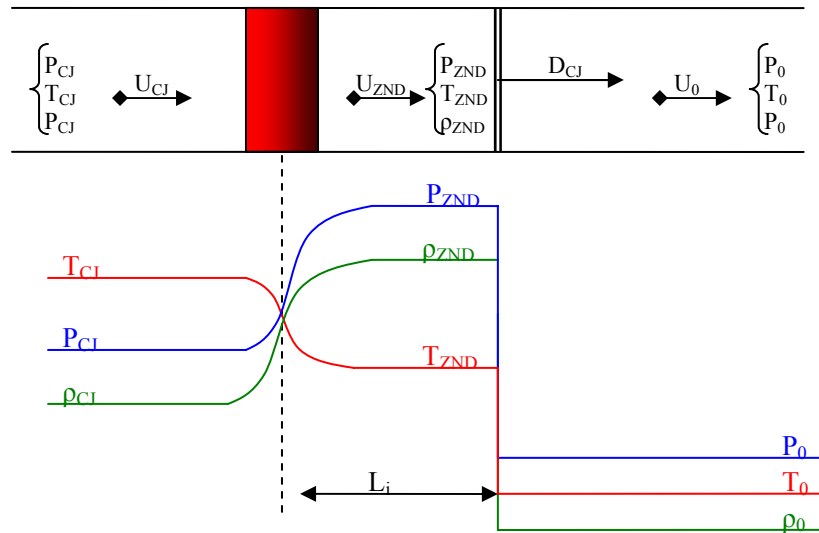
On remarque alors que le système conduit à une condition importante de la théorie CJ de l'onde de détonation : en fin de zone de réaction la détonation se déplace à la vitesse du son par rapport aux produits de détonation ($W_{CJ} = a_{CJ}$). Ceci crée une barrière sonique qui isole la zone de réaction 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 $(P_2/P_1, \rho_1/\rho_2)$ l'adiabatique de Hugoniot correspondant au choc de tête. Les relations A.6 et A.7 permettent d'obtenir ($k = (\gamma+1)/(\gamma-1)$):

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{k - \frac{\rho_1}{\rho_2}}{k \cdot \frac{\rho_1}{\rho_2} - 1} \quad (\text{A.20})$$

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.

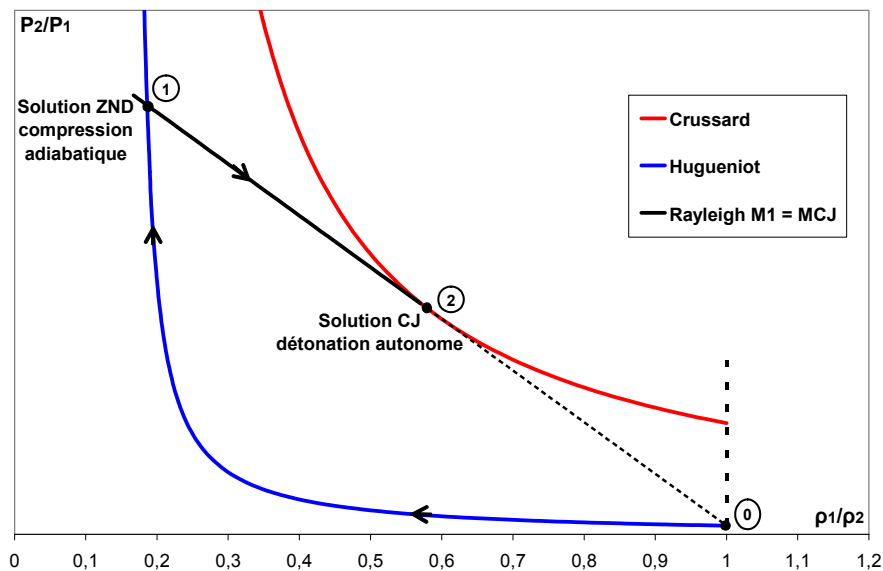


Figure 2 : Représentation du modèle ZND dans le plan $(P_2/P_1, \rho_1/\rho_2)$

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 γ l'ordre partiel de la réaction relatif à chaque composant et E_a l'énergie d'activation de la réaction globale $C+OX+I \rightarrow P$ (P pour produit), on peut écrire :

$$L_i = W_{ZND} \cdot \tau_i \propto D_{CJ} \cdot \rho_0^{-n} \cdot X_C^\alpha \cdot X_{OX}^\beta \cdot X_I^\gamma \cdot e^{\frac{E_a}{RT_{ZND}}} \quad (A.21)$$

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 conséquent 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 :

$$Z = \frac{r}{R} = \frac{U_b + a_b}{D_{CJ}} \quad (A.22)$$

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 $Z = 1$:

$$U_b - \frac{2}{\gamma-1} a_b = U_{CJ} - \frac{2}{\gamma-1} a_{CJ} = -\frac{D_{CJ}}{\gamma-1} \quad (A.23)$$

En utilisant les relation A.22 et A.23 on peut calculer les vitesses locales matérielles et du son en fonction de Z :

$$U_b = (2 \cdot Z - 1) \cdot U_{CJ} \quad (\text{A.24})$$

$$a_b = \left[\frac{(\gamma - 1)}{\gamma} \cdot Z + \frac{1}{\gamma} \right] \cdot a_{CJ} \quad (\text{A.25})$$

Par cette formule (A.24) on obtient que la vitesse matérielle derrière l'onde de détonation soit nulle pour $Z = \frac{1}{2}$ et négative pour $Z < \frac{1}{2}$. 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 $\frac{1}{2} < Z < 1$.

En utilisant la loi des gaz parfait (I.4) et la loi de l'isentropique ($P/\rho^\gamma = \text{constante}$) on obtient :

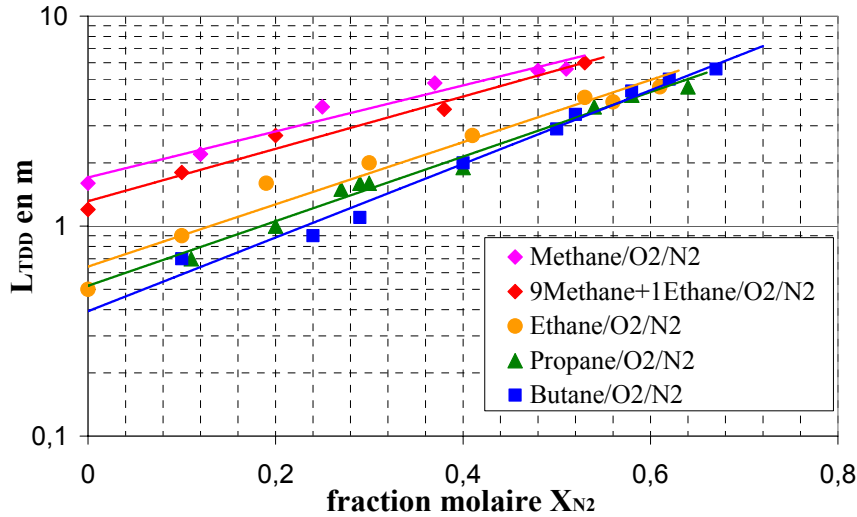
$$P_b = \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \cdot Z + \frac{1}{\gamma} \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma - 1}} \cdot P_{CJ} \quad (\text{A.26})$$

$$\rho_b = \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \cdot Z + \frac{1}{\gamma} \right)^{\frac{2}{\gamma - 1}} \cdot \rho_{CJ} \quad (\text{A.27})$$

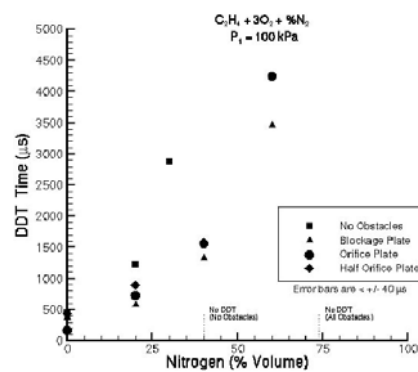
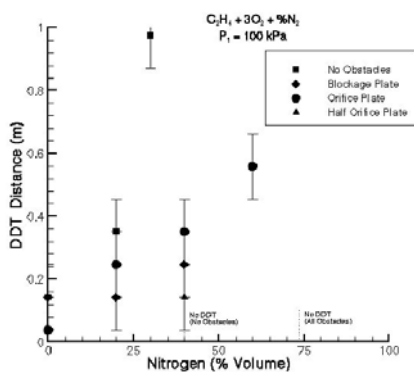
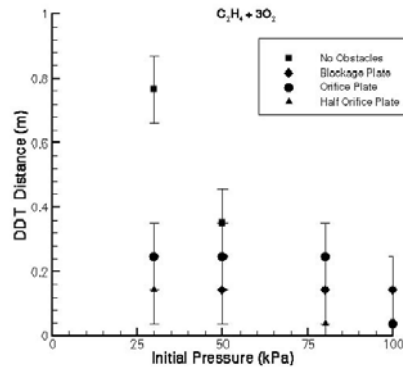
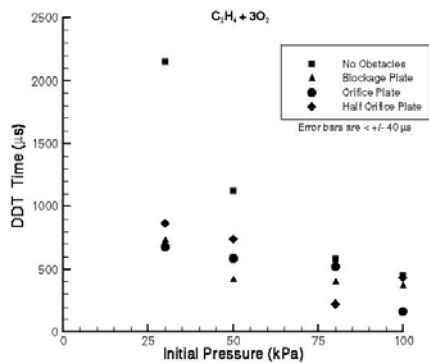
$$T_b = \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \cdot Z + \frac{1}{\gamma} \right)^2 \cdot T_{CJ} \quad (\text{A.28})$$

On peut alors estimer les conditions de noyau (indités N) pour un gaz brûlé ($\gamma_{CJ} \sim 1,25$). On trouve alors que $P_N = 0,35 \cdot P_{CJ}$, $\rho_N = 0,43 \cdot \rho_{CJ}$ et $T_N = 0,81 \cdot T_{CJ}$. 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 2 : Données de la littérature sur les Longueurs de TDD

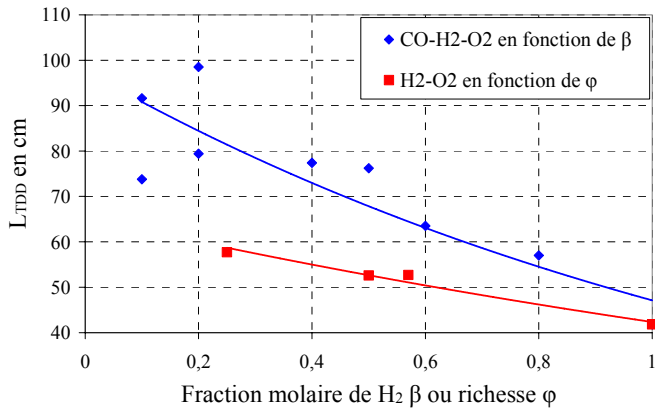


Résultats de Lindstedt et al. (1988) pour un tube lisse de $D=50,8\text{mm}$

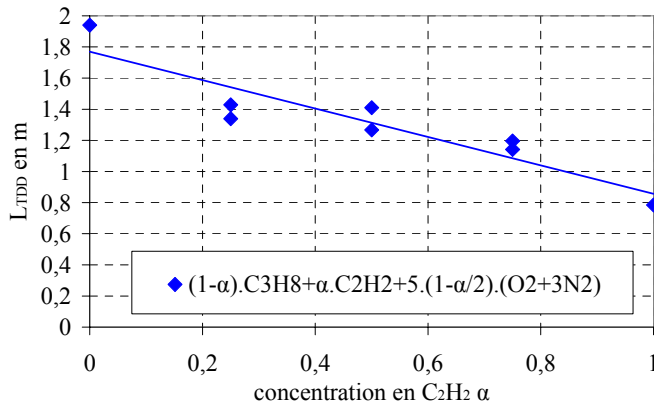


Résultats obtenus par Cooper et al. (2000) pour un tube de $D=76,2\text{mm}$ avec des obstacles répétitifs de $BR=0,43$ (blocage plate=obstruction central ; orifice plate=plaque percée ; half : obstacle sur la moitié du tube de $1,016\text{m}$ de long)

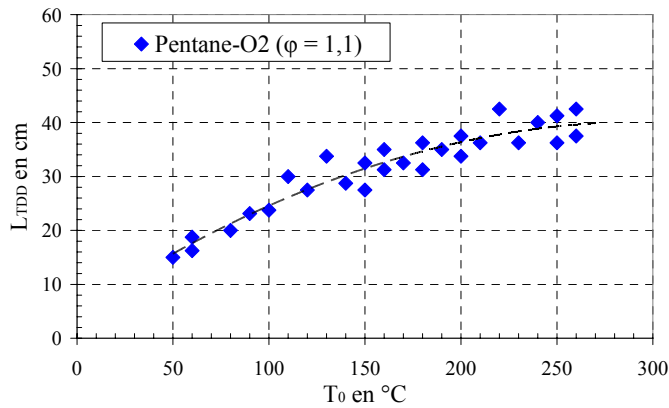
Annexe 2 : Données de la littérature sur L_{TDD}



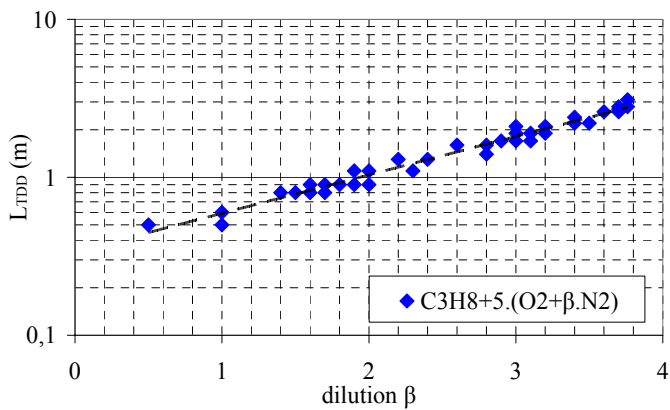
Résultats de Nzeimana et al. (1986) dans un tube lisse de 9,8mm



Résultats de Higgins et al. (2001)



Résultats de Romano et al. (2003) L_{TDD} d'un mélange Pentane- O_2 en fonction de la température pour un tube de $D=24\text{mm}$ avec une spire de $BR=0,14$



Résultats de Pinard et al. (2004) pour un tube de $D=145\text{mm}$ avec des obstacles de $BR=0,43$

AUTEUR	CONDITIONS EXPERIMENTALES			L_{TDD} (m)
	mélange	D (mm)	Type d'obstacle	
Borisov (1999)	H ₂ -air	120	plaques percées avec Φ la distance entre les obstacles augmentant avec la distance	1
	Propane-air	120		1,5
Smirnov (1999)	Gazoline-air	25 - 22	chambre de turbulisation	1,5-2
	Gazoline-air	25 - 22	plaques percées	3,3
Knystautas (1998)	2,725%C ₆ H ₆ -air	150	plaques percées BR=0,43	3
	4%C ₃ H ₈ -air			3
Lee (1984)	25 à 45%H ₂ -air	50	spirale ou plaques percées BR=0,44	1
Knystautas (1986)	16%C ₂ H ₂ -air	50	plaques percées BR=0,43	4
Pawel (1970)	2H ₂ +O ₂	26	Pas d'obstacle T ₀ = 293K P ₀ = 1atm	0,98
	4H ₂ +O ₂	26		1,9
	H ₂ +O ₂	26		1,06
	H ₂ +2O ₂	26		2,4
	H ₂ +N ₂ O	26		1,36
	CH ₄ +2O ₂	26		1,11
	C ₂ H ₆ +3,5O ₂	26		0,74
	8C ₂ H ₂ +92air	26		2,39
	C ₂ H ₄ +3O ₂	26		0,35
Dorofeev (2000)	14%H ₂ +air	2200*2500	obstacles BR=0,6	25
	17,2%H ₂ -air-10CO ₂	2200*2500	obstacles BR=0,3	<34
	2H ₂ -O ₂ - β N ₂	40*50	obstacles BR=0,3	<0,707
Kuznetsov (2000)	20%H ₂ -air	174	plaques percées BR=0,1	6,66
	51%H ₂ -air		plaques percées BR=0,6	5,3
	17,5%H ₂ -air		plaques percées BR=0,3	2,93
	10%H ₂ -O ₂ -Ar		plaques percées BR=0,3	5,01
	10%H ₂ -O ₂ -He		plaques percées BR=0,3	7,46
Kuznetsov (ICDERS)	10,5%CH ₄ -air	520	plaques percées BR=0,3	15
	9,5%CH ₄ -air			18
Peraldi (1986)	5%C ₃ H ₈ -air	300	plaques percées BR=0,43	3
	5,25%C ₃ H ₈ -air			8,5
Lindstedt (1989)	Methane-air $\Phi \sim 1$	50,8	spire de 1m avec un BR=0,44 et un pas de 45mm	7,9
	Ethane-air $\Phi \sim 1$			7,4
	Propane-air $\Phi \sim 1$			6
	Butane-air $\Phi \sim 1$			7,1
	Propene-air $\Phi \sim 1$			6,6
	1Butene-air $\Phi \sim 1$			6,1

AUTEUR	CONDITIONS EXPERIMENTALES			L_{TDD} (m)
	mélange	D (mm)	obstacle	
Cicarelli (2002)	30% H_2 -air	100	Plaques percée BR=0,43 espacées de 1 diamètre $T_0 = 298K$	0,9
	30% H_2 -air		Plaques percée BR=0,43 espacées de 1 diamètre $T_0 = 473K$	1,1
	30% H_2 -air		Plaques percée BR=0,43 espacées de 1 diamètre $T_0 = 573K$	1,25
Romano (2003)	Pentane/ O_2 $\Phi \sim 1,1$	24	Spire avec BR=0,14 pas de 24mm $T_0 = 50^\circ C$	0,14
			Spire avec BR=0,14 pas de 24mm $T_0 = 260^\circ C$	0,4
Kuznetsov (2002)	25-45% H_2 -air	174	plaques percées BR=0,6	3,9
	4,03% C_3H_8 -air		plaques percées BR=0,3	4,8
	3% C_3H_8 -air		plaques percées BR=0,3	6,6
	6,5% C_3H_8 -air		plaques percées BR=0,3	9,4

Annexe 3 : Calcul de la distance d'apparition de la zone de Mach à la paroi dans le cas d'un saut de diamètre

La transmission de la détonation pour une expansion de faible amplitude, typiquement la diffraction d'un tube de diamètre d à un tube récepteur de diamètre $D > d$ (cf. figure 3), se produit sur la paroi, pour une pression initiale suffisante, lorsque la réflexion de l'onde choc issue de la diffraction devient irrégulière, c'est-à-dire lorsqu'un système de Mach se forme à la paroi. Le système de Mach se forme quand l'angle d'incidence est trop grand pour le nombre de Mach du choc incident. Cette géométrie est équivalente à celle d'un choc incident sur un dièdre (cf. figure 1), alors il faut déterminer l'angle maximal δ en dessous duquel on va observer une réflexion de Mach (pour un nombre de Mach donné de l'onde incidente)

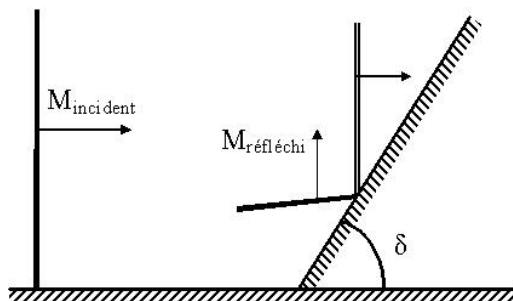


Figure 44 : Schéma de l'interaction entre une onde incidente et un dièdre

Pour un mélange donné, la théorie des ondes de choc permet de calculer l'angle du dièdre maximum (δ) pour observer une réflexion de Mach pour un nombre de Mach incident (M_{inc}) et un rapport des capacités calorifiques à pression et volume constant ($\gamma = C_p/C_v$) donné. On utilise la formule suivante :

$$\frac{1}{\tan \delta} = \tan \theta \cdot \left[\frac{\gamma + 1}{2} \cdot \frac{M_{inc}^2}{M_{inc}^2 \cdot \sin^2 \theta - 1} - 1 \right] \quad (C.1)$$

Pour un couple de valeurs (M_{inc}, γ) donné, on fait varier θ de 0 à 180° et on relève la valeur maximum de δ , on obtient les courbes de la figure 2.

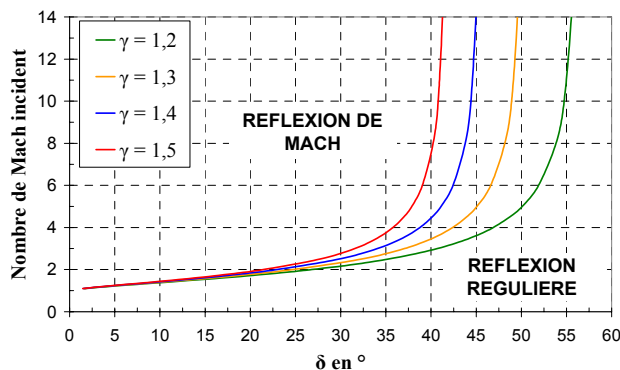


Figure 45 : Limite entre la réflexion régulière et la réflexion de Mach en fonction de l'angle du dièdre δ et du γ du mélange

Dans le cas de la géométrie du saut de diamètre, nous pouvons estimer à la paroi du tube récepteur les valeurs de l'angle d'incidence et du nombre de Mach de l'onde de choc issue de la diffraction de la détonation en fonction de la distance du point de réflexion à la section de diffraction. Nous faisons l'hypothèse que l'onde de choc issue de la diffraction est quasi sphérique, centrée sur le point situé sur l'axe dans la section de diffraction. Alors l'angle d'incidence permet d'obtenir l'angle du dièdre équivalent δ et la distance de ce point au centre de la section de diffraction (r) (cf. figure 3) calculés directement en connaissant la distance L du point de réflexion à la section de diffraction par :

$$\delta = \arctan\left(\frac{D}{2 \cdot L}\right) \quad (\text{C.2})$$

$$r = \frac{L}{\cos \delta} \quad (\text{C.3})$$

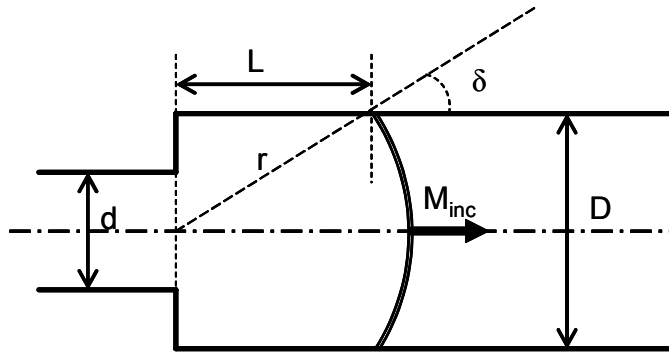


Figure 46 : Schéma de l'onde de choc diffractée et définition des longueur et angle d'intersection

Les résultats de Sochet et al. (1999) montrent que l'onde de choc issue de la diffraction d'une détonation d'un tube de diamètre d est équivalente au choc issu de l'explosion d'une charge centrale d'énergie E qui obéit à la loi de décroissance en fonction du rayon r depuis le point situé sur l'axe à l'extrémité du tube, donnée par la formule :

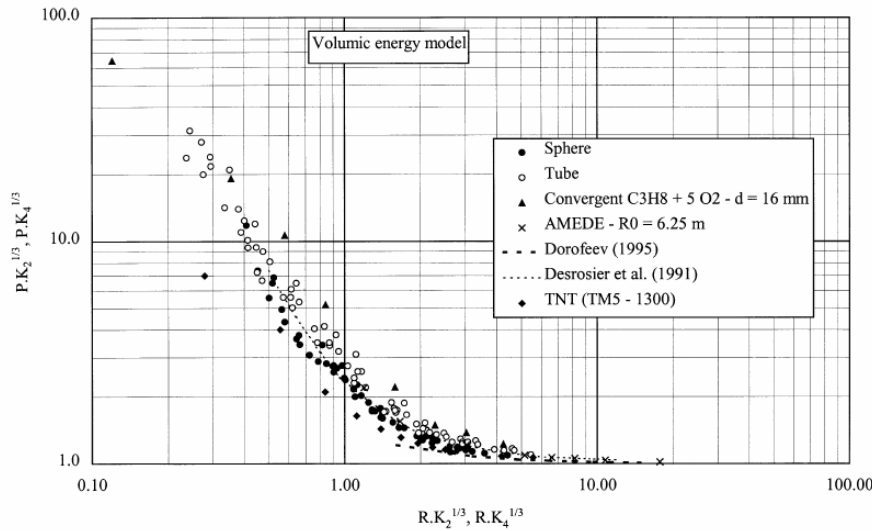
$$\ln\left(\frac{\Delta P^+}{P_0}\right) = 0,299 - 2,058 \cdot \ln\left(r \cdot \left(\frac{E}{P_0}\right)^{-1/3}\right) + 0,26 \cdot \ln^2\left(r \cdot \left(\frac{E}{P_0}\right)^{-1/3}\right) \quad (\text{C.4})$$

$$\text{avec } E = \frac{4\pi}{3} \cdot E_V \cdot d^3 = \frac{4\pi}{3} \cdot d^3 \cdot \rho_0 \cdot \Delta_r H^*$$

où P_0 est la pression initiale, ρ_0 est la masse volumique et $\Delta_r H^*$ l'enthalpie de réaction du mélange considéré. En regroupant un grand nombre de mesure de la pression derrière le choc issu de la diffraction d'une détonation depuis un tube, ils obtiennent la figure 4 représentant la pression derrière le choc $P/P_0 \cdot K_4^{1/3}$ en fonction de $R \cdot K_4^{1/3}$ (en posant $K_4 = 4\pi/3$) où R est défini comme :

$$R \cdot K_4^{1/3} = \frac{r}{d} \cdot \left(\frac{P_0}{\rho_0 \cdot \Delta_r H^*}\right)^{1/3} = \frac{r}{d} \cdot \left(\frac{\mathfrak{R} \cdot T_0}{M \cdot \Delta_r H^*}\right)^{1/3} \quad (\text{C.5})$$

avec R la constante des gaz parfait, T_0 la température initiale, M la masse molaire moyenne du mélange considéré. Ils vérifient alors que l'onde de choc issue de la diffraction d'un tube de diamètre d , obéit à la loi de décroissance (C.4) représentée en pointillé sur la figure 4.



$$P = \frac{p}{p_0}$$

$$R = \frac{r}{\left(\frac{E_0}{p_0}\right)^{1/3}}$$

$$K_2 = K_4 = \frac{4}{3}\pi$$

Figure 47 : Evolution de la pression adimensionnée $P/P_0 \cdot K_4^{1/3}$ en fonction de $R \cdot K_4^{1/3}$ (Sochet et al. 1999)

A partir de la loi de décroissance (C.4) on peut calculer pour un mélange donné (connaissant son enthalpie de réaction, sa masse molaire moyenne) la variation du rapport de pression P/P_0 derrière le choc issu de la diffraction par un tube de diamètre d en fonction de la distance r et en déduire son nombre de Mach de propagation par la formule :

$$M_{inc} = \sqrt{\frac{\gamma - 1}{2 \cdot \gamma} + \frac{\gamma + 1}{2 \cdot \gamma} \cdot \frac{P}{P_0}} \quad (C.6)$$

On connaît donc les lois de variation $M_{inc}=f(r)$ et $M_{min}=f(\delta)$ en fonction de r et δ qui sont géométriquement liés à la distance L par (C.2) et (C.3). On peut alors tracer l'évolution de ces 2 nombres de Mach en fonction de L et déterminer la distance à partir de laquelle les conditions sont réunies pour observer la réflexion de Mach à la paroi (cf. figure 5).

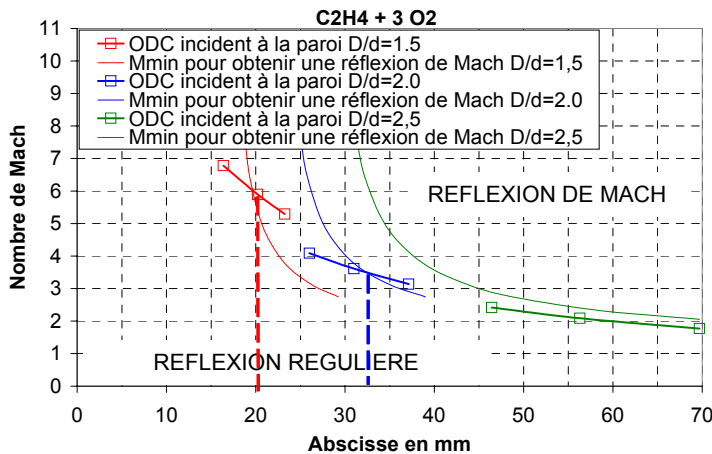
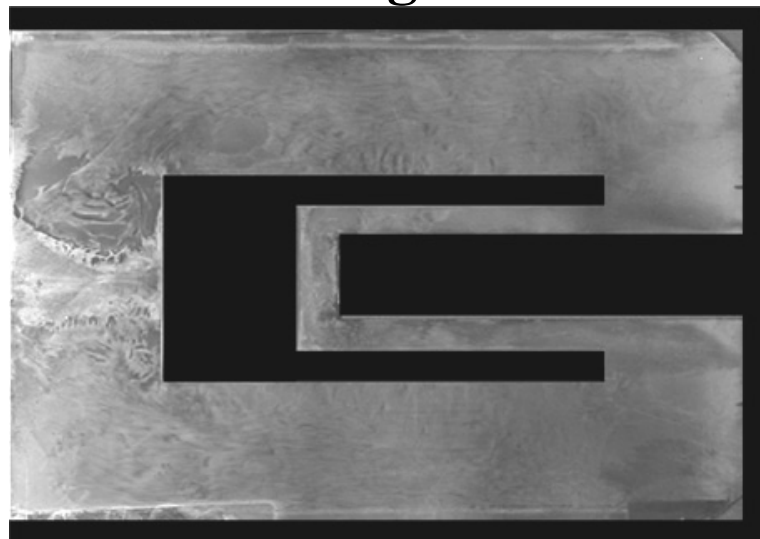
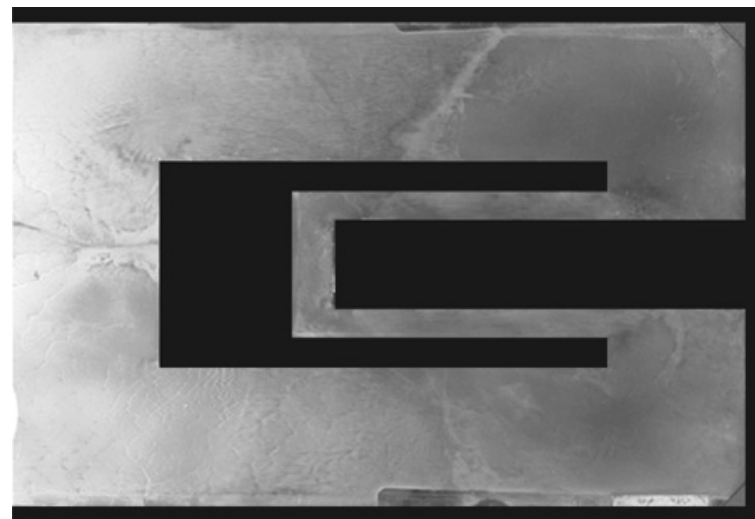


Figure 48 : Exemple des résultats de calculs pour le mélange $C_2H_4+3O_2$ pour différent saut de diamètre $D/d = 1,5 - 2$ et $2,5$

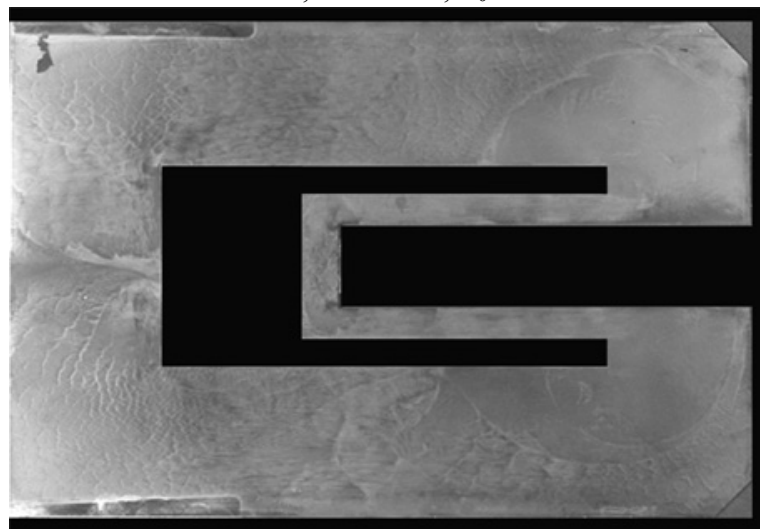
ANNEXE 4 : Transmission de la détonation : Traces sur suies pour la configuration de la double réflexion ($C_2H_4+3O_2$)



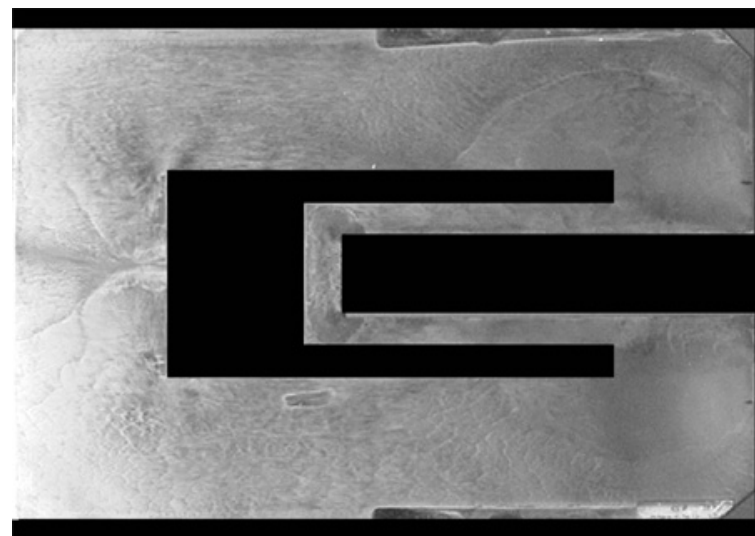
D=52mm ; h=13mm ; $P_0=50$ mbar



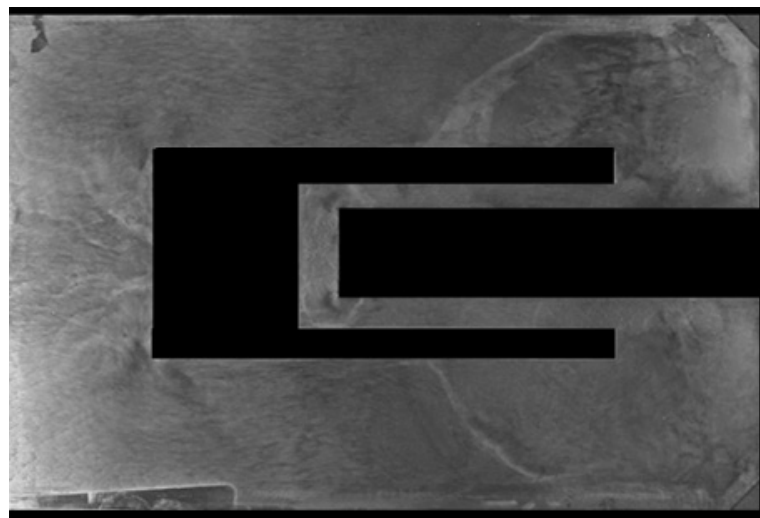
D=52mm ; h=13mm ; $P_0=50$ mbar



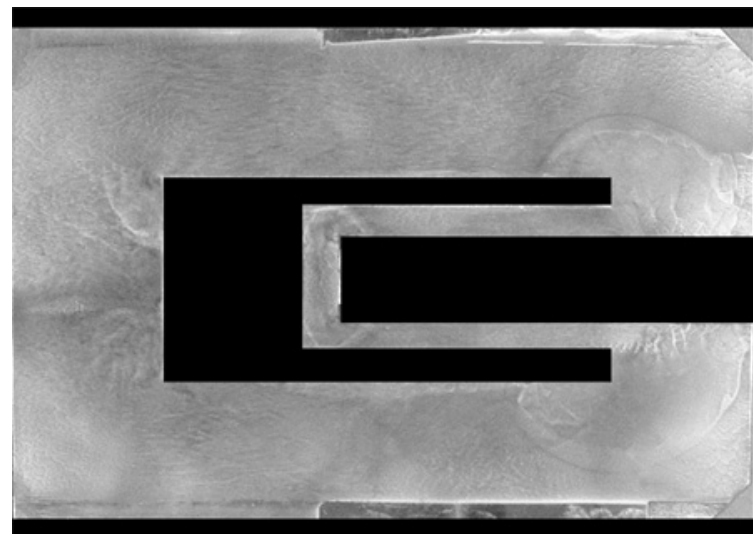
D=52mm ; h=13mm ; $P_0=80$ mbar



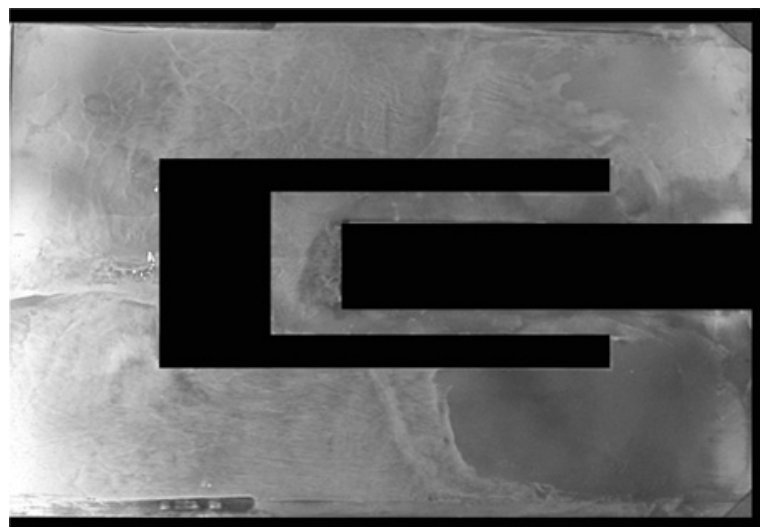
D=52mm ; h=13mm ; $P_0=100$ mbar



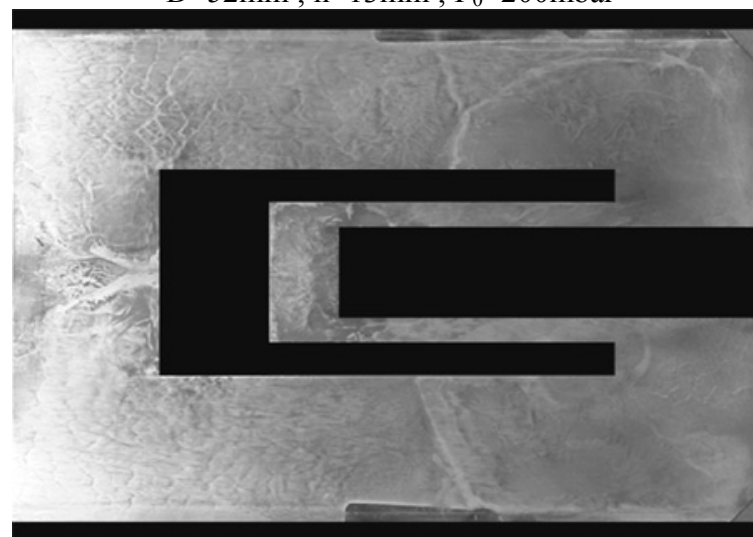
D=52mm ; h=13mm ; $P_0=150\text{mbar}$



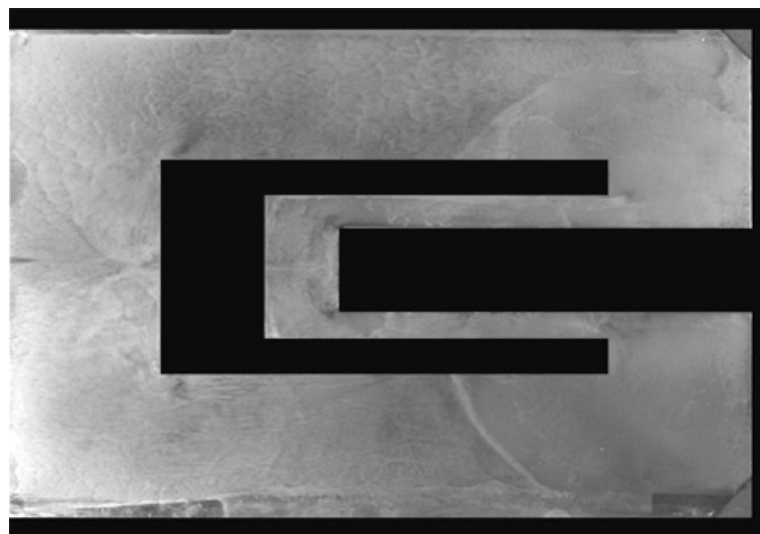
D=52mm ; h=13mm ; $P_0=200\text{mbar}$



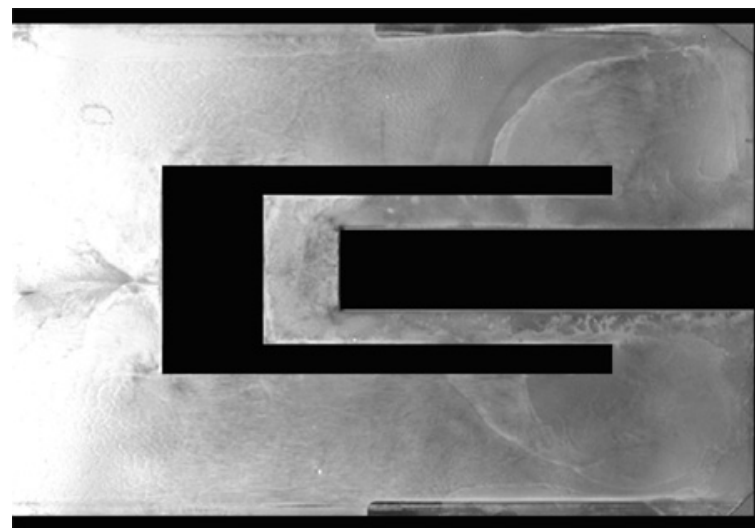
D=52mm ; h=26mm ; $P_0=50\text{mbar}$



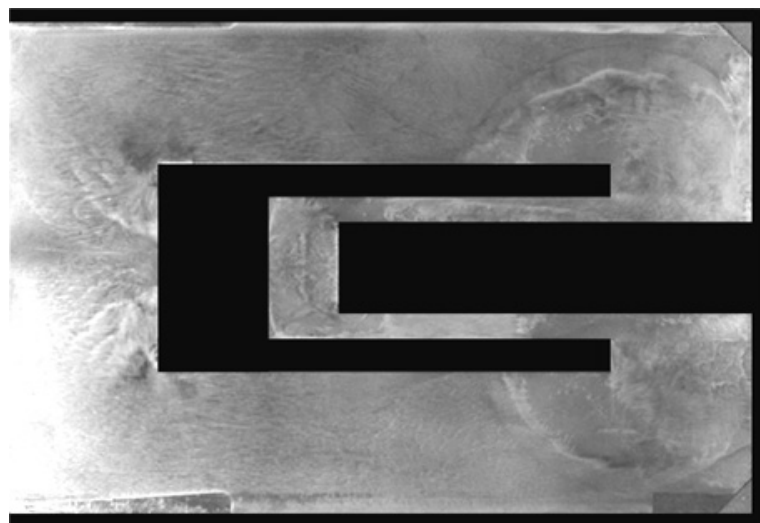
D=52mm ; h=26mm ; $P_0=60\text{mbar}$



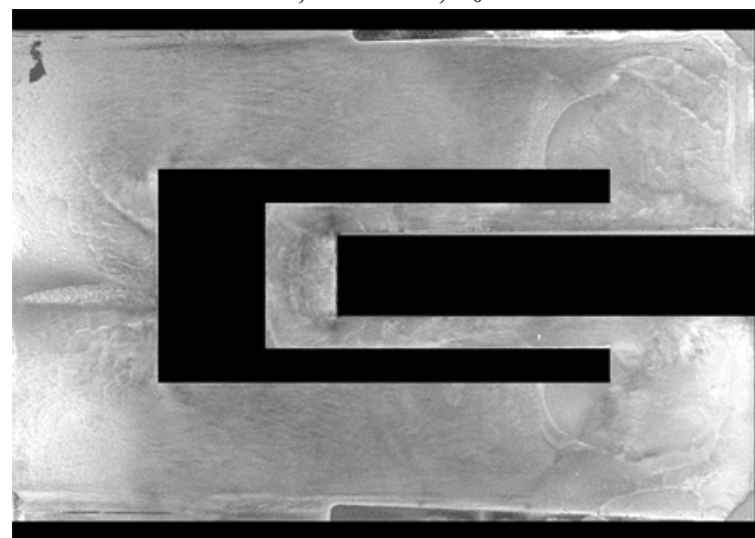
D=52mm ; h=26mm ; $P_0=80$ mbar



D=52mm ; h=26mm ; $P_0=100$ mbar

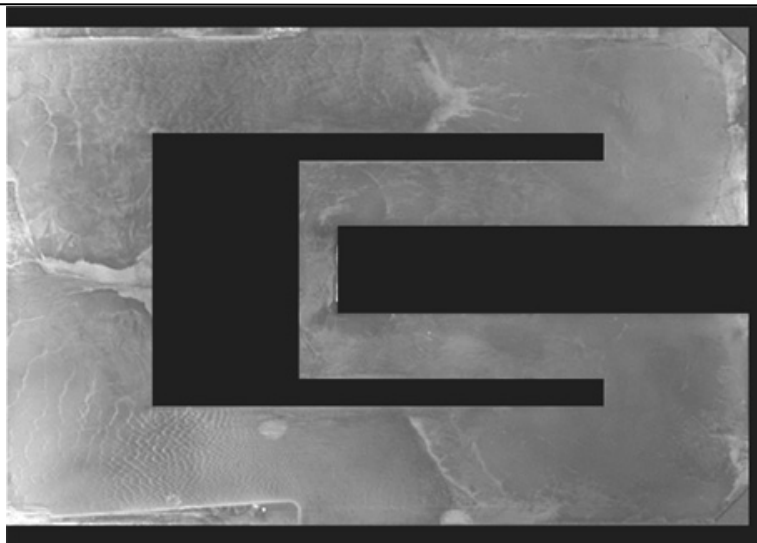


D=52mm ; h=26mm ; $P_0=150$ mbar

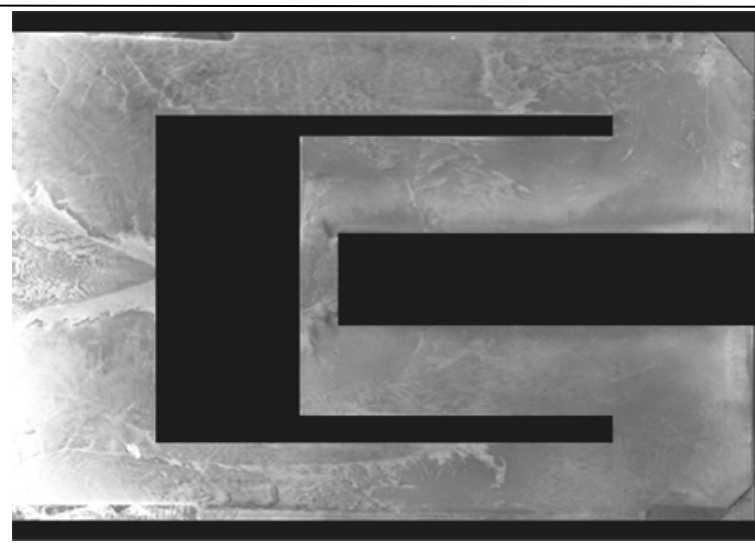


D=52mm ; h=26mm ; $P_0=200$ mbar

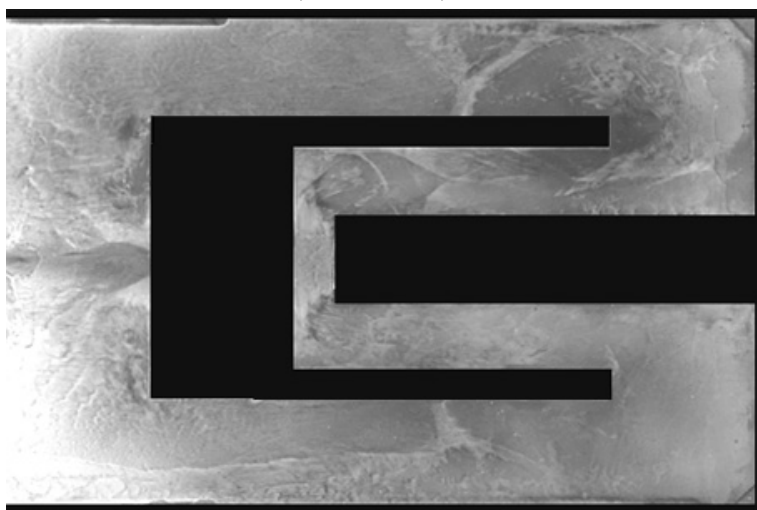
Annexe 4 : Résultats double réflexion



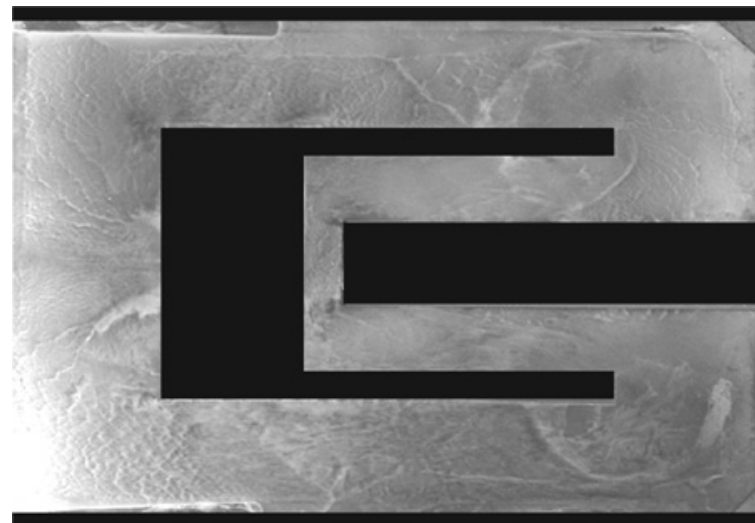
D=78mm ; h=13mm ; $P_0=55\text{mbar}$



D=78mm ; h=13mm ; $P_0=65\text{mbar}$

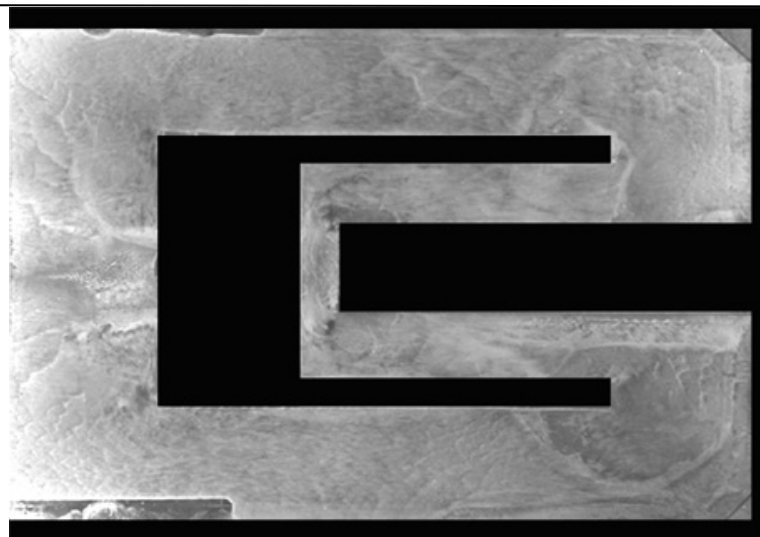


D=78mm ; h=13mm ; $P_0=80\text{mbar}$

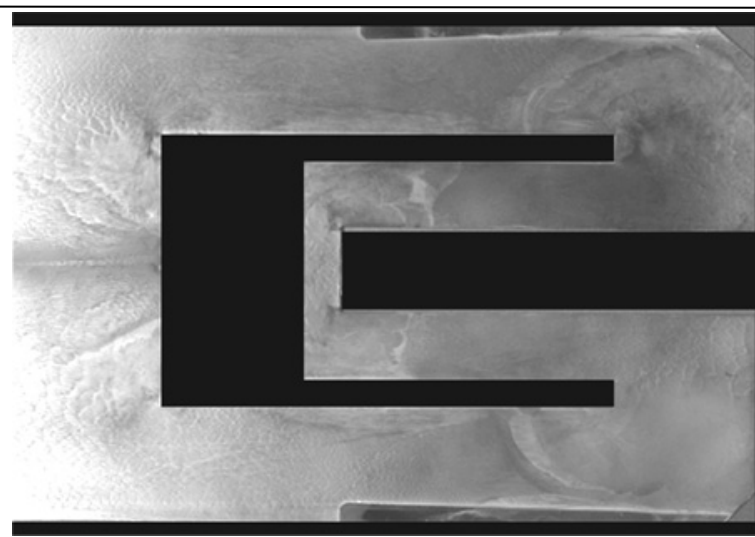


D=78mm ; h=13mm ; $P_0=100\text{mbar}$

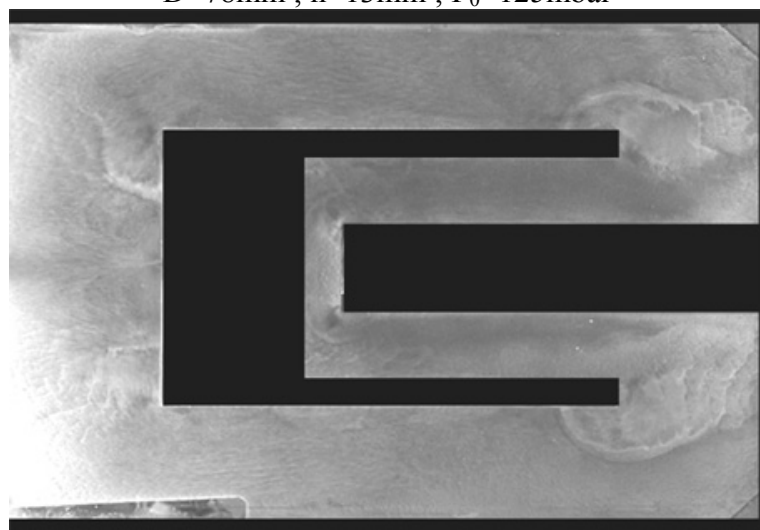
Annexe 4 : Résultats double réflexion



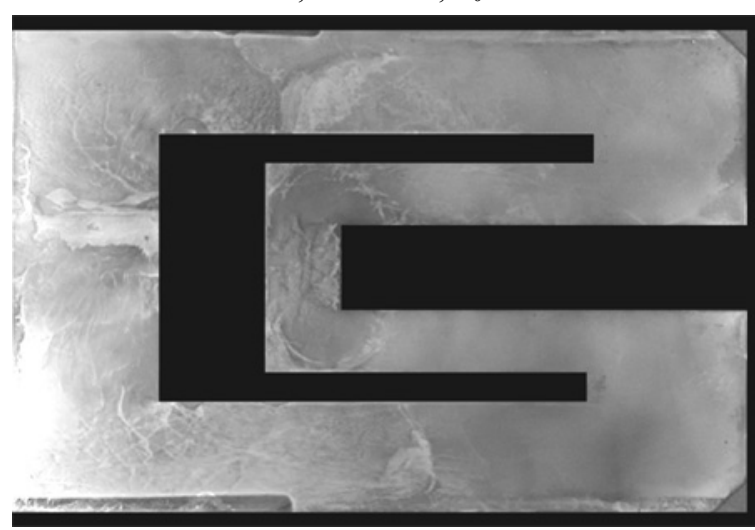
D=78mm ; h=13mm ; $P_0=125\text{mbar}$



D=78mm ; h=13mm ; $P_0=150\text{mbar}$

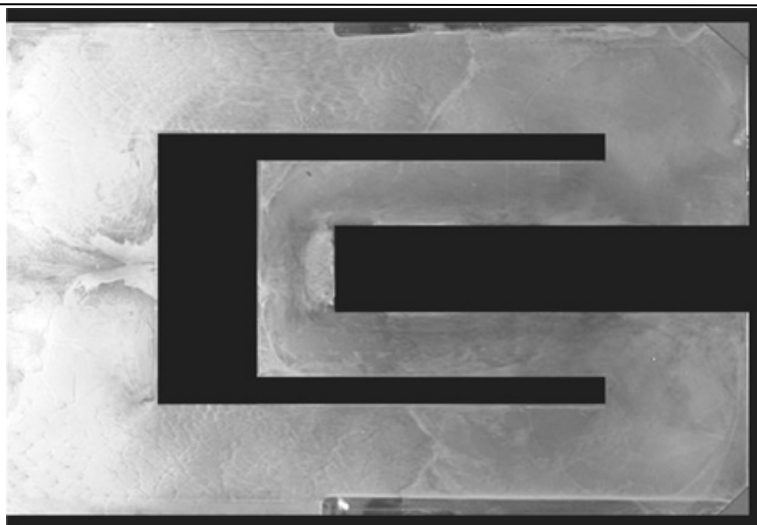


D=78mm ; h=13mm ; $P_0=200\text{mbar}$

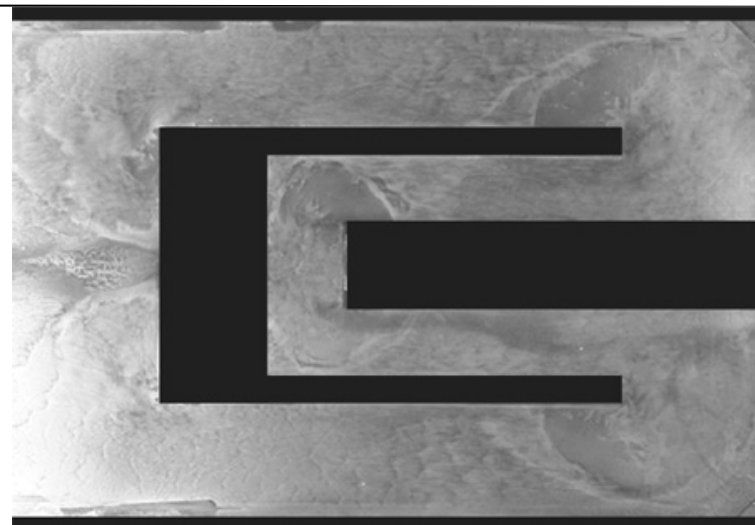


D=78mm ; h=26mm ; $P_0=55\text{mbar}$

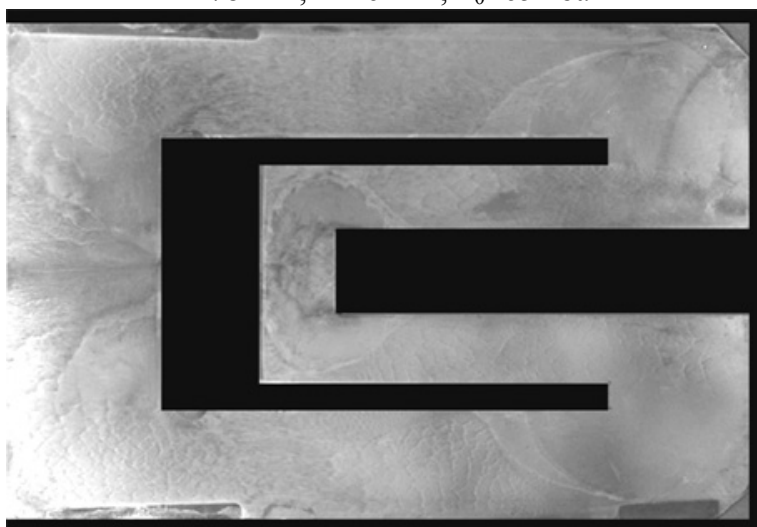
Annexe 4 : Résultats double réflexion



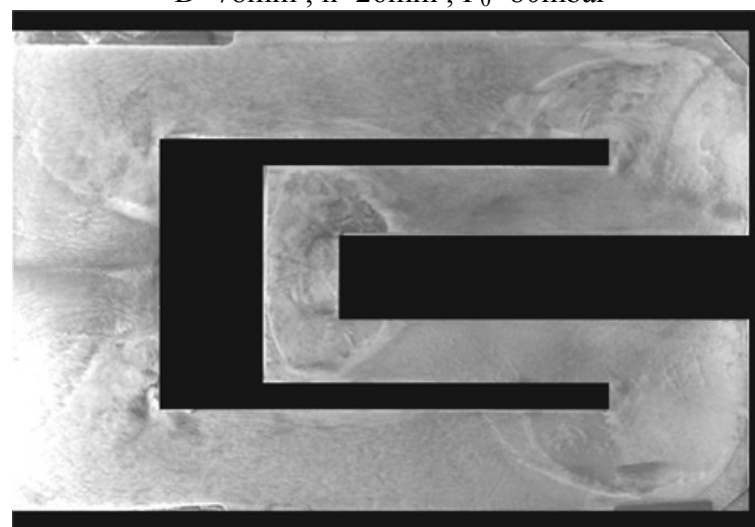
$D=78\text{mm}$; $h=26\text{mm}$; $P_0=65\text{mbar}$



$D=78\text{mm}$; $h=26\text{mm}$; $P_0=80\text{mbar}$

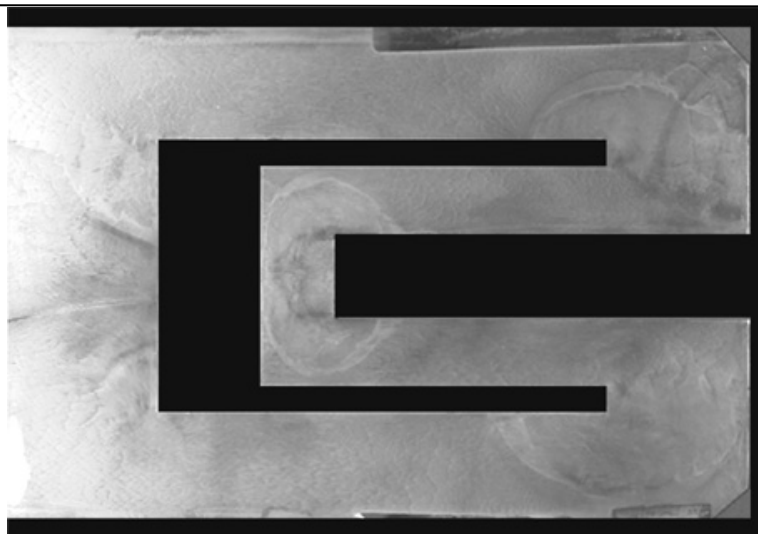


$D=78\text{mm}$; $h=26\text{mm}$; $P_0=100\text{mbar}$

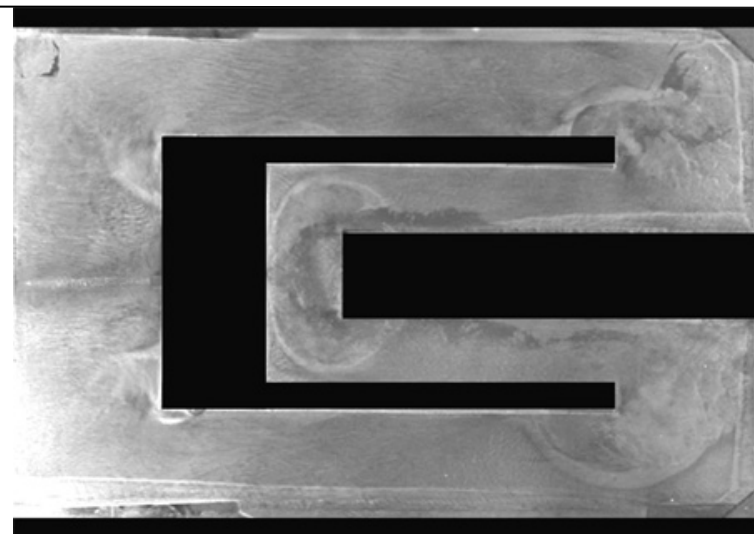


$D=78\text{mm}$; $h=26\text{mm}$; $P_0=125\text{mbar}$

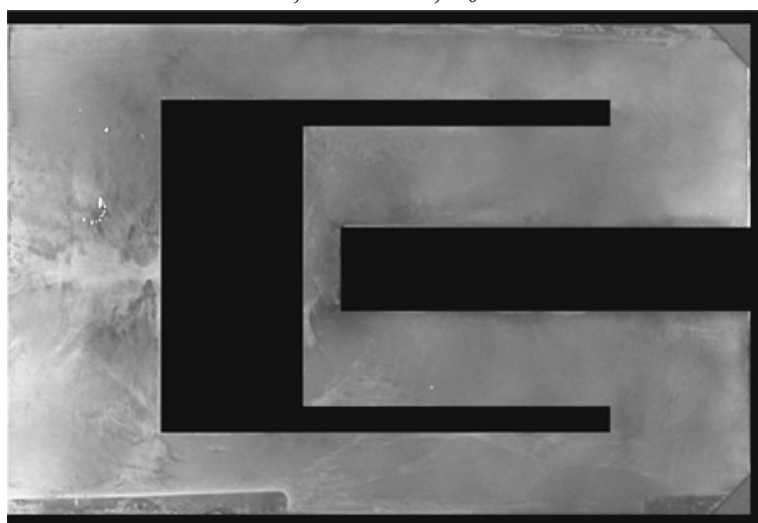
Annexe 4 : Résultats double réflexion



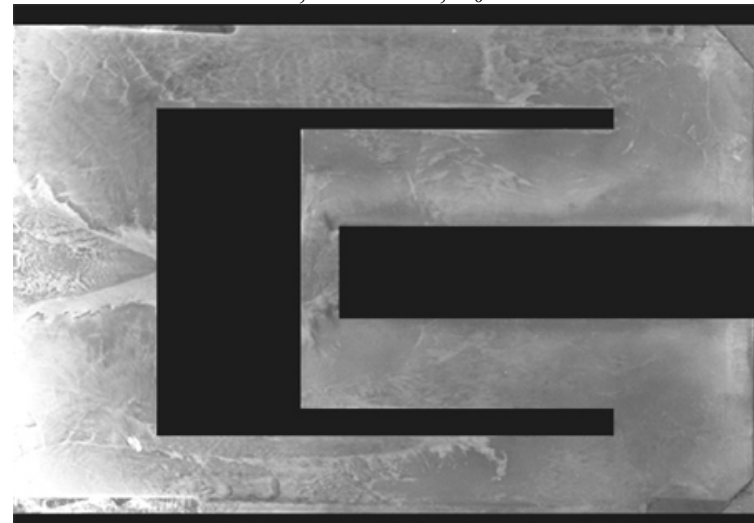
$D=78\text{mm}$; $h=26\text{mm}$; $P_0=150\text{mbar}$



$D=78\text{mm}$; $h=26\text{mm}$; $P_0=200\text{mbar}$

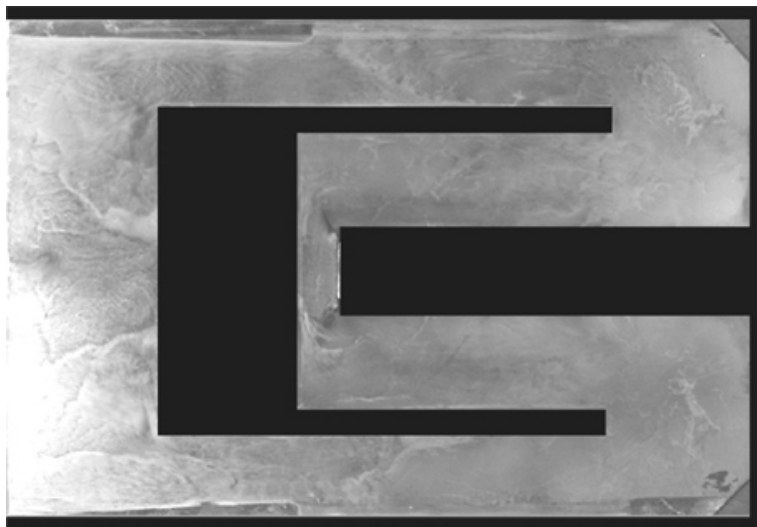


$D=100\text{mm}$; $h=13\text{mm}$; $P_0=55\text{mbar}$

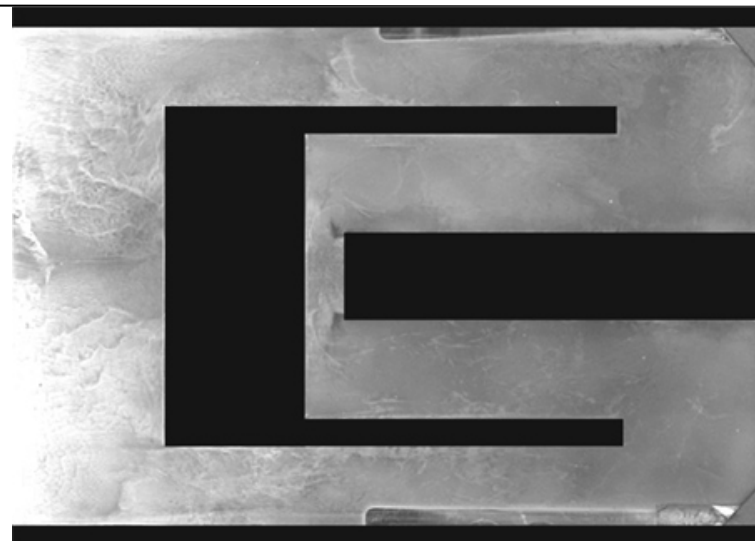


$D=100\text{mm}$; $h=13\text{mm}$; $P_0=65\text{mbar}$

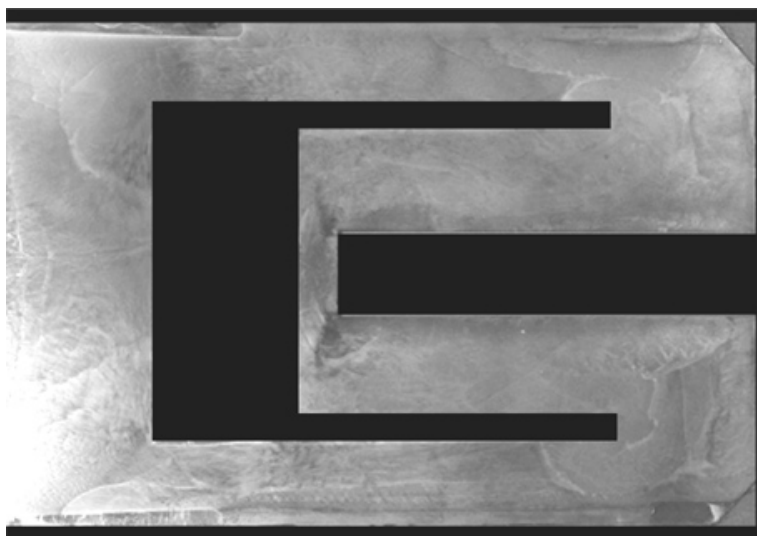
Annexe 4 : Résultats double réflexion



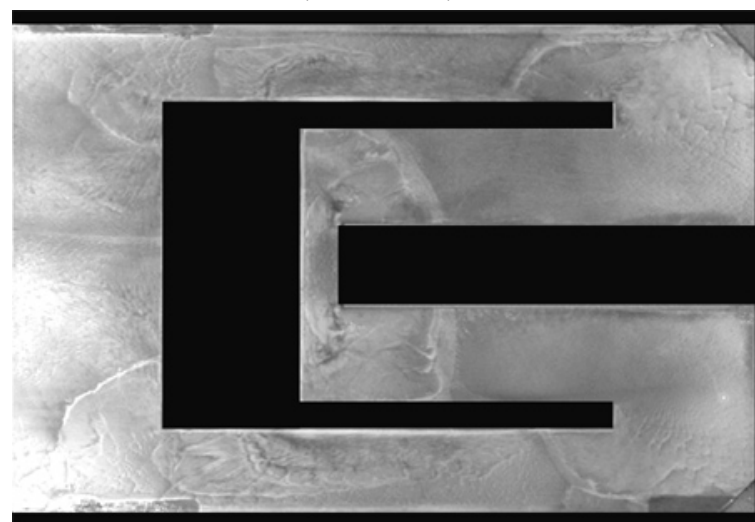
D=100mm ; h=13mm ; $P_0=75\text{mbar}$



D=100mm ; h=13mm ; $P_0=100\text{mbar}$

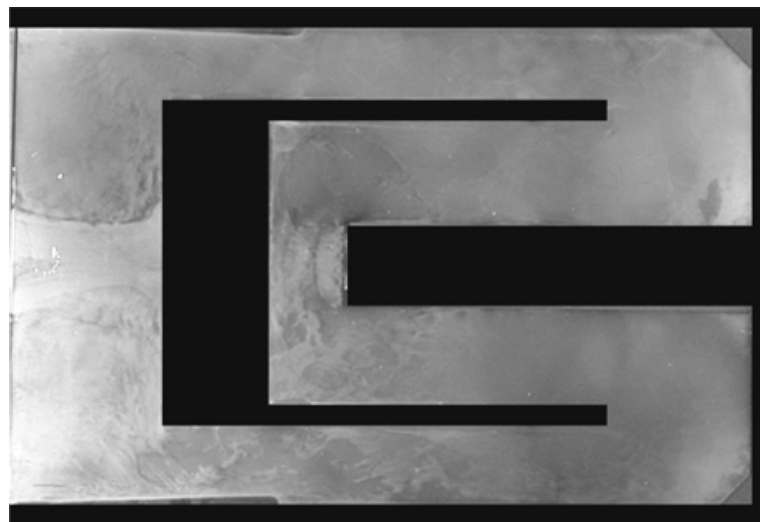


D=100mm ; h=13mm ; $P_0=150\text{mbar}$

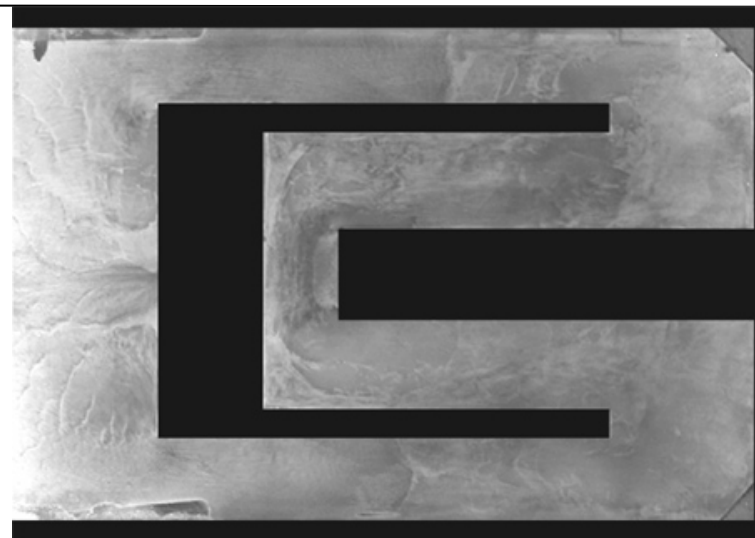


D=100mm ; h=13mm ; $P_0=175\text{mbar}$

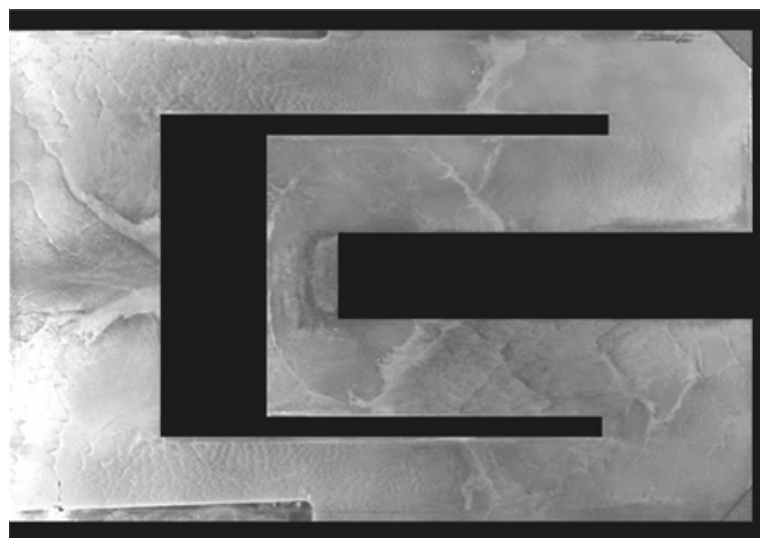
Annexe 4 : Résultats double réflexion



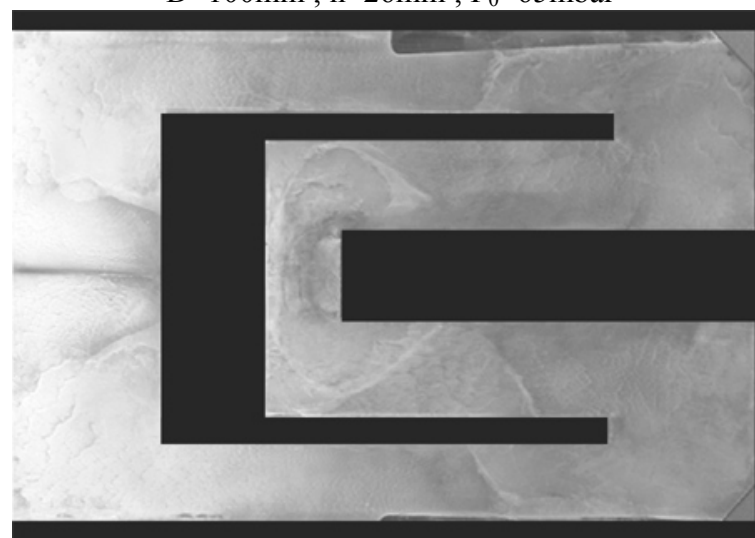
D=100mm ; h=26mm ; $P_0=55\text{mbar}$



D=100mm ; h=26mm ; $P_0=65\text{mbar}$

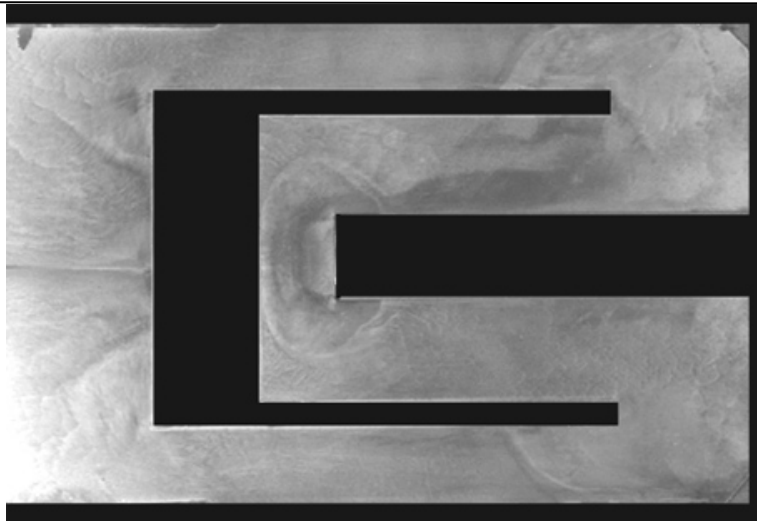


D=100mm ; h=26mm ; $P_0=75\text{mbar}$

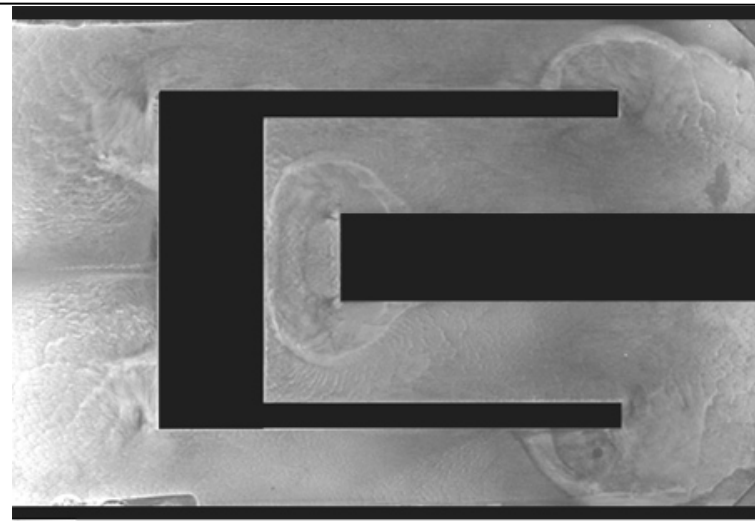


D=100mm ; h=26mm ; $P_0=100\text{mbar}$

Annexe 4 : Résultats double réflexion



D=100mm ; h=26mm ; $P_0=150\text{mbar}$



D=100mm ; h=26mm ; $P_0=175\text{mbar}$
