



HAL
open science

Étude expérimentale de l'origine du bruit émis par les flammes de chalumeaux

Jean-Marie Truffaut

► **To cite this version:**

Jean-Marie Truffaut. Étude expérimentale de l'origine du bruit émis par les flammes de chalumeaux. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Université de Provence - Aix-Marseille I, 1998. Français. NNT: . tel-00011688

HAL Id: tel-00011688

<https://theses.hal.science/tel-00011688>

Submitted on 27 Feb 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.

UNIVERSITÉ DE PROVENCE
Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Équilibre

THÈSE

présentée pour obtenir le titre de

Docteur de l'Université de Provence (Aix-Marseille I)

Mention : Sciences

Formation doctorale: Physique et Modélisation des Systèmes Complexes

par

Jean-Marie TRUFFAUT

**ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE L'ORIGINE DU
BRUIT ÉMIS PAR LES FLAMMES DE
CHALUMEAUX**

Soutenue le 16 décembre 1998 devant le jury composé de Messieurs :

L.	BOYER	
S.	CANDEL	Rapporteur
G.	CANNET	Invité
B.	DESHAIES	
G.	JOULIN	Rapporteur
A.	LIÑAN	Président
G.	SEARBY	Directeur de thèse

Remerciements

Je tiens à remercier Paul Clavin, non seulement pour son accueil à l'Institut de Recherche sur Les Phénomènes Hors Équilibre, mais surtout de m'avoir transmis sa passion pour la mécanique des fluides et la combustion, en licence de Physique ainsi qu'au cours du DEA de Physique et Modélisation des Systèmes Complexes.

Geoff Searby a dirigé cette thèse tout au long de ces trois années. Il m'a laissé toute la liberté nécessaire à mon épanouissement personnel, tout en sachant me conseiller lorsque les difficultés se faisaient plus grandes. Nous avons partagé l'exaltation de la découverte et il m'a aidé à surmonter les moments de découragement. Il a su rester disponible, même lorsque d'autres obligations l'accaparaient. Pour tout cela, merci infiniment.

J'exprime toute ma reconnaissance à Louis Boyer qui m'a orienté vers ce sujet de thèse et a guidé ma recherche. Son aide pour la rédaction de ce manuscrit a été précieuse.

Gilles Cannet m'a dirigé dans l'approche industrielle de ce travail. Ses qualités humaines et la confiance qu'il m'a accordée ont grandement contribué à la réussite de cette entreprise. Au travers de sa personne, je remercie également tous les membres du groupe « flamme », du Centre Technique des Applications de Soudage d'Air Liquide, pour leur accueil chaleureux lors de mon stage de DEA et de mes visites à St Ouen l'Aumône.

Je remercie Guy Joulin et Sébastien Candel qui ont accepté de juger ce travail en tant que rapporteurs, ainsi que Bruno Deshaies et Amable Liñan qui ont bien voulu participer à ce jury.

Cette thèse expérimentale n'aurait pas abouti sans le concours efficace de l'équipe technique du laboratoire. Je remercie tout particulièrement Jacky Minelli qui a réalisé avec beaucoup de soin toutes les pièces mécaniques du dispositif expérimental. Sa participation à la conception du premier prototype de chalumeau à faible bruit, qu'il a entièrement réalisé, est un des éléments clef de notre réussite. Merci également à Jean-Paul Pahin et François Abetino qui ont assuré le bon fonctionnement de la « manip » tout au long de mon travail.

Je remercie amicalement Joël Quinard auprès de qui j'ai toujours trouvé une aide et des conseils avisés.

Merci également aux autres membres du laboratoire pour la bonne ambiance qui y règne, je pense notamment à G. Albinet, J-P. Legré, M. Abid, C. Nicoli, C. Clanet, M. Georgelin, A-M. Daré, P. Hadelwang et C.Paitel, ainsi qu'à tous les doctorants avec qui j'ai partagé la salle des étudiants. Je remercie plus particulièrement Michel Provansal de l'attention qu'il me porte et de me permettre d'encadrer les travaux pratiques de Physique à l'IUT de génie thermique.

Je dédie ce travail à Virginie, ma femme, qui m'a soutenu tout au long de mon cursus universitaire, ainsi qu'à mes parents, qui ont effectué un travail considérable pour la relecture de ce manuscrit.

Table des matières

Table des figures	3
Liste des tableaux	13
Glossaire	15
Introduction	21
1 Émission du son par la combustion	25
1.1 Origine physique	25
1.1.1 La flamme sphérique	26
1.1.2 La flamme turbulente	28
1.1.3 La flamme du chalumeau	30
1.2 Étude bibliographique	34
1.2.1 Théories générales	34
1.2.2 Directivité de l'émission sonore	35
1.2.3 Modèles spécifiques aux flammes de prémélange	38
1.3 Étude théorique	45
1.3.1 Équation d'onde et solution	46
1.3.2 Application aux flammes de prémélange turbulentes	48
1.3.3 Évaluation de la contribution de la dilatation molaire au bruit de combustion	50
1.3.4 Influence du milieu ambiant	51
1.3.5 Commentaires sur la directivité	52
1.4 Conclusion	54
2 Étude de la flamme du chalumeau	57
2.1 Dispositif expérimental	57
2.1.1 Le chalumeau	57
2.1.2 Alimentation en gaz	59
2.2 Techniques de mesures	61

2.2.1	Mesures de pression acoustique	61
2.2.2	Analyse de la chimiluminescence CH^* et C_2^*	64
2.2.3	Mesures de vitesse	69
2.2.4	Analyse d'images	72
2.3	Caractérisation de l'émission sonore	76
2.3.1	Directivité du rayonnement	76
2.3.2	Puissance acoustique	77
2.3.3	Contribution du dard	77
2.3.4	Analyse spectrale des effets de propagation	80
2.3.5	Caractéristiques des mécanismes d'émission	88
2.3.6	Conclusion	92
2.4	Turbulence et régime de combustion	93
2.4.1	Caractéristiques de l'écoulement	93
2.4.2	Régime de combustion	94
2.5	Identification des mécanismes d'émission	96
2.5.1	Rôle de la turbulence	96
2.5.2	Forme et dynamique du dard	99
2.5.3	Origine des variations de surface de flamme	103
2.5.4	Origine des hautes fréquences	104
2.6	Conclusion	105
3	Étude de l'instabilité de Darrieus et Landau	107
3.1	Rappels théoriques	107
3.1.1	Instabilité hydrodynamique	108
3.1.2	Effets stabilisants	110
3.1.3	Analyse de stabilité linéaire complète	115
3.1.4	Saturation	119
3.2	Flammes accrochées	121
3.2.1	Modèle de Markstein	122
3.2.2	Approche Lagrangienne	125
3.3	Objectifs et démarche expérimentale	127
3.4	Expérience	128
3.4.1	Le brûleur	128
3.4.2	Excitation électrostatique de la flamme	131
3.4.3	Acquisition des images	131
3.4.4	Traitement des données	133
3.4.5	Effets parasites et limitations	134
3.5	Résultats et discussion	136
3.5.1	Flammes propane-air	136
3.5.2	Flammes propane-air enrichies en oxygène	142
3.5.3	Flammes de chalumeaux	144

3.6	Conclusions	147
4	Émission du son par la combustion de poches	149
4.1	L'expérience	149
4.1.1	Acquisition et analyse d'images	151
4.1.2	Mesures de pression acoustique	152
4.2	Description qualitative des différents régimes	154
4.2.1	Régime sans poches	154
4.2.2	Régime avec poches	157
4.2.3	Cas de mélanges très riches	160
4.3	Interprétation des résultats	162
4.3.1	Calcul de la pression acoustique	162
4.3.2	Modèles géométriques	164
4.4	Conclusions	170
	Conclusion	173
	Annexe	178
A	Chalumeau à faible bruit (Brevet)	179

Table des figures

1.1	Images instantanées d'une flamme sphérique en expansion à différents temps après l'allumage (Visualisation par striescopie), d'après Thomas et Williams [81].	27
1.2	Pression acoustique émise par une flamme sphérique éthylène-air. +, pression mesurée ; o, pression calculée à partir de l'équation 1.3. (D'après Thomas et Williams [81]).	28
1.3	Comparaison entre le signal de pression mesuré (—) et calculé (--) à partir de l'équation 1.4 (D'après Hurle et al. [31]).	30
1.4	Photographie de la flamme propane-oxygène étudiée au cours de cette étude (chalumeau « Varial-G2 », richesse $\phi = 1,33$ et débit $Q = 30$ l/min).	31
1.5	Images instantanées du dard prises à 20 ms d'intervalle, à l'aide d'une caméra CCD intensifiée à obturation rapide (temps de pose de $1 \mu s$) dans les mêmes conditions qu'à la figure 1.4.	32
1.6	Image instantanée du panache prise dans les mêmes conditions qu'à la figure 1.4 (visualisation par striescopie P.Pisot, Air Liquide).	33
1.7	Directivité du bruit de combustion, l'angle 0° correspond à l'axe du brûleur dans la direction de l'écoulement (D'après Smith et Kilham [73]).	36
1.8	Représentation schématique des différents milieux acoustiques dans une flamme de brûleur.	53
2.1	Schéma du dispositif expérimental utilisé pour l'étude du chalumeau.	58
2.2	Le chalumeau de chauffe « Varial-G2 », muni de la lance rectiligne. La lance coudée d'origine est placée à côté. Un triple décimètre donne l'échelle de l'image.	59
2.3	Schéma du dispositif de mesures acoustiques et de la position du microphone par rapport à la buse du chalumeau.	62
2.4	Flux d'énergie acoustique rayonné par la flamme du chalumeau en fonction de la distance micro-flamme ($\phi = 1,33$ et $Q = 20$ l/min).	64

2.5	Schéma de la chaîne de mesures utilisée pour l'étude de la chimiluminescence C_2^* et CH^*	66
2.6	a) Réponse impulsionnelle de la chaîne de mesure de chimiluminescence, en réponse à une impulsion lumineuse de 10^{-9} s. b) Réponse en fréquence (Transformée de Fourier).	66
2.7	a) Puissance totale de $(dI/dt)_{bruit}$ en fonction de l'intensité lumineuse moyenne. b) Densité spectrale de $(dI/dt)_{bruit}$ pour une intensité lumineuse moyenne de 1,6 volts (correspondant à l'intensité lumineuse maximale de la chimiluminescence de la flamme).	68
2.8	Intensité lumineuse moyenne émise par le dard dans la bande d'émission des radicaux C_2^* (a) et CH^* (b) aux trois richesses étudiées. . .	69
2.9	Schéma de la chaîne de mesure utilisée pour les mesures de vitesse par anémométrie laser.	71
2.10	Mesure de la taille moyenne des structures sur le dard ($\phi = 1,33$ et $Q = 20$ l/min).	74
2.11	Mesure de la position pour laquelle les structures apparaissent sur le dard et mesure du volume apparent, à partir d'une image moyenne résultant de la superposition de 100 images instantanées ($\phi = 1,33$ et $Q = 20$ l/min).	75
2.12	Intensité acoustique rayonnée par la flamme du chalumeau à la richesse nominale $\phi = 1,33$: (a) en fonction de l'angle polaire ($Q = 30$ l/min), (b) en fonction de l'angle azimutal. Aucune mesure n'ont été effectuées en $\varphi_m = 180^\circ$, où la flamme est complètement cachée du microphone par le corps du chalumeau; Il n'y a pas non plus de mesures entre 0° et 15° (30° à 40 l/min) à cause de la présence des gaz brûlés. Dans tous les cas $d_m = 0,5$ m.	76
2.13	Puissance acoustique totale rayonnée par la flamme du chalumeau à la richesse pratique ($\phi = 1,33$) en fonction du débit.	78
2.14	Comparaison de la puissance acoustique émise par le dard, calculée à partir de la chimiluminescence C_2^* et CH^* , avec la puissance acoustique mesurée. Pour cette dernière, la puissance intégrée prend en compte la directivité du rayonnement, tandis que la puissance maximum suppose une émission isotrope, dont l'intensité est celle du maximum sur le diagramme de directivité (figure 2.12b).	79
2.15	Densité spectrale de l'intensité acoustique: (a) en fonction de l'angle polaire ($\phi = 1,33$ et $Q = 30$ l/min), (b) en fonction de la distance micro-flamme ($\phi = 1,33$ et $Q = 20$ l/min). Les traits obliques montrent le décalage des pics de fréquence avec la distance.	81
2.16	Densité spectrale de l'intensité acoustique en fonction de l'angle azimutal ($\phi = 1,33$ et $Q = 15$ à 25 l/min). Les graphes de gauche correspondent à $\varphi_m < 90^\circ$ et ceux de droite à $\varphi_m > 90^\circ$	82

2.17	Densité spectrale de l'intensité acoustique en fonction de l'angle azimutal ($\phi = 1,33$ et $Q = 30$ à 40 l/min). Les graphes de gauche correspondent à $\varphi_m < 90^\circ$ et ceux de droite à $\varphi_m > 90^\circ$	83
2.18	Comparaison de la densité spectrale de l'intensité acoustique donnée par les mesures de pression avec celle obtenue par les mesures de chimiluminescence C_2^* et CH^* ($\phi = 1,33$). Pour ces dernières, la puissance acoustique a été divisée par $4\pi d_m$ avec $d_m = 0,5$ m, afin d'obtenir son intensité.	84
2.19	a) Facteur d'atténuation en fonction de la fréquence (rapport des densités spectrales mesurées à deux positions adjacentes). Les courbes ont été lissées par une moyenne glissante sur une fenêtre de largeur 1000 Hz et f_b est définie comme la plus basse fréquence pour une atténuation d'un facteur 2. b) Fréquence de coupure en fonction de l'azimut.	86
2.20	Comparaison entre l'épaisseur de la couche de gaz brûlés calculée à partir des fréquences de coupure et celle mesurée directement sur l'image du panache de la figure 1.6.	87
2.21	Fréquence correspondant au maximum à basse fréquence dans les spectres de chimiluminescence. La fréquence moyenne, calculée entre 20 et 40 l/min, est indiquée pour les trois richesses.	89
2.22	Densité de l'intensité acoustique calculée à partir de la chimiluminescence C_2^*	90
2.23	a) Décroissance du spectre de chimiluminescence selon une loi de puissance au delà de 10 kHz ($\phi = 1,05$ et $Q = 30$ l/min). b) Exposant de la loi de puissance en fonction du débit aux différentes richesses. À 20 l/min, l'exposant est mesuré uniquement entre 10 et 20 kHz ; au delà le pic haute fréquence crée une légère bosse, modifiant la loi de puissance.	91
2.24	Spectres identiques à ceux de la figure 2.22, mais lissés et portés sur une échelle verticale moins large qui fait ressortir le pic haute fréquence.	92
2.25	Profils de la vitesse moyenne axiale en sortie de la buse du chalumeau.	95
2.26	Profils des fluctuations de vitesse en sortie de la buse du chalumeau. a) fluctuations de vitesse longitudinale, b) fluctuations de vitesse transverse.	96
2.27	Position de la flamme du chalumeau dans le diagramme de Borghi-Barrère [8].	97
2.28	Volume balayé par la flamme au cours du temps, calculé à partir d'images moyennes du dard. Barres d'erreur à 10% ($\phi = 1,33$).	98

2.29	Comparaison de la puissance acoustique théorique prévue par le modèle de Clavin et Siggia [22] (zone grisée) aux valeurs expérimentales ($\phi = 1,33$).	99
2.30	Prises de vue instantanées du dard à deux débits différents ($\phi = 1,33$).	101
2.31	Fréquence d'apparition de plissements sur le dard en fonction de leur taille caractéristique Λ .	102
2.32	Position à laquelle le dard devient instable: a) diamètre du dard en fonction du débit, b) hauteur par rapport à la base du dard en fonction du rapport U/U_L .	102
3.1	L'instabilité de Darrieus-Landau: a) le front plan alimenté par un écoulement uniforme constitue la solution stationnaire; b) une perturbation harmonique infinitésimale de la forme stationnaire induit une modification du champ de vitesse, en aval et en amont du front, qui tend à amplifier le plissement.	109
3.2	Flux diffusifs transverses induits par un plissement de la flamme sur l'échelle de son épaisseur. Le zoom fait apparaître les caractéristiques de la structure de flamme laminaire: profils de température et de concentration de réactant et taux de production chimique.	111
3.3	Variation du taux de croissance réduit en fonction du nombre d'onde réduit pour diverses valeurs du nombre de Markstein et du nombre de Froude.	113
3.4	Nombre de Markstein théorique donné par l'expression 3.13 en fonction du facteur d'expansion, pour deux valeurs du nombre de Lewis: $Le = 1,73$ (propane-air pauvre) et $Le = 0,86$ (propane-air riche), soit respectivement $\beta(Le - 1) = 10,9$ et $\beta(Le - 1) = -2,04$ avec $\beta = 15$.	117
3.5	Comparaison des deux termes intervenant dans l'expression 3.13 du nombre de Markstein, pour $\beta(Le - 1) = -2,04$ (propane-air riche).	118
3.6	Formation de cusps lors de la propagation d'une flamme plissée. Les traits pointillés représentent les trajectoires de points du front, construites à partir du principe d'Huygens.	120
3.7	Vitesse de propagation d'un cusp	120
3.8	Instabilité de Darrieus-Landau sur une flamme accrochée: a) solution stationnaire; b) les perturbations se développent tout en étant convectées le long du front.	122
3.9	Interaction hydrodynamique entre deux fronts de flamme opposés: a) le mode variqueux est stable; b) le mode sinueux est instable.	126
3.10	Représentation schématique du brûleur, du système d'excitation électrostatique et de la chaîne d'acquisition d'images.	129
3.11	Profils transverses de la vitesse longitudinale pour les trois débits de gaz utilisés dans l'expérience	130

3.12	Vue de 3/4 de la flamme diédrique accrochée en sortie du brûleur à fente. La ligne noire à la base de la flamme représente le barreau qui sert d'accroche-flamme et d'excitateur.	132
3.13	Image instantanée du développement de l'instabilité de Darrieus-Landau sur une flamme diédrique de propane-air enrichie en oxygène (28%), richesse $\phi = 1.33$	133
3.14	Profil de flamme obtenu par traitement numérique de l'image de la figure 3.13.	134
3.15	Amplitude et longueur d'onde des plissements le long du front de flamme, obtenues à partir de profils, tels que celui de la figure 3.14, pris à différentes phases du signal.	135
3.16	Rapport de la vitesse de convection des perturbations à la vitesse centrale de l'écoulement, aux différentes richesses.	136
3.17	Taux de croissance de l'instabilité de Darrieus-Landau, mesuré en fonction du nombre d'onde imposé, pour des flammes de propane-air à quatre richesses différentes. Les courbes théoriques sont calculées à partir des équations 3.9-3.11 et des données numériques du tableau 3.1.	137
3.18	Prise de vue en ombroscopie d'une flamme de méthane-air excitée par un champ électrique ($\phi = 1,35$, $Q = 250$ l/min, $f = 970$ Hz). Le contour de flamme obtenu en émission lumineuse directe est représenté par le fin trait noir superposé à la prise de vue en ombroscopie.	139
3.19	Nombres de Markstein mesurés pour les flammes de propane-air en fonction de la richesse. Nos mesures sont comparées aux résultats existant dans la littérature: Deshaies et Cambray [25], Searby et Quinard [67], Kwon et al. [39], Tseng et al. [82], Clanet et Searby [16]	140
3.20	Taux de croissance de l'instabilité de Darrieus-Landau, mesuré en fonction du nombre d'onde imposé, pour des flammes de propane-air enrichies en oxygène (28%) à deux richesses différentes. Les courbes théoriques sont calculées à partir des équations 3.9-3.11 et des données numériques du tableau 3.1.	143
3.21	Nombres de Markstein mesurés pour des flammes de $C_3H_8/O_2/N_2$, en fonction de la concentration en oxygène.	143
3.22	Nombres de Markstein mesurés pour des flammes de $C_3H_8/O_2/N_2$, en fonction de la concentration en oxygène. Les valeurs à $O_2/(O_2+N_2)=1$ correspondent à la flamme du chalumeau.	145
4.1	Images instantanées illustrant la formation d'une poche cylindrique lorsque la flamme est excitée de façon symétrique ($f = 500$ Hz, $\phi = 1,05$ et $Q = 100$ l/min). Les deux images sont décalées de 0,4 ms.	150
4.2	Méthode de mesure de l'amplitude des plissements sur une image en pose vidéo ($\phi = 1,05$ et $Q = 100$ l/min).	153

4.3	Variation de hauteur crête à crête de la flamme en fonction de l'amplitude des plissements, dans le régime sans poches, pour trois longueurs d'onde différentes ($\phi = 1,05$ et $Q = 100$ l/min)	153
4.4	Séquence d'images correspondant à une période complète du signal d'excitation ($a = 0.07$ mm, $\Lambda = 9,7$ mm, $f = 350$ Hz, $\phi = 1,05$ et $Q = 100$ l/min). Les temps sont indiqués en millisecondes.	154
4.5	Évolution temporelle de la position du sommet de la flamme dans le régime sans poches, d'après les images de la figure 4.4 ($a = 0.07$ mm, $\Lambda = 9,7$ mm, $f = 350$ Hz, $\phi = 1,05$ et $Q = 100$ l/min).	155
4.6	Signal de pression acoustique dans le régime sans poches pour deux amplitudes de plissement ($\Lambda = 9,7$ mm, $f = 350$ Hz, $\phi = 1,05$ et $Q = 100$ l/min).	156
4.7	Valeur absolue de la pression acoustique au pic, en fonction de l'amplitude des plissements pour trois longueurs d'onde différentes ($\phi = 1,05$ et $Q = 100$ l/min). Sur chaque courbe, le maximum correspond à la transition du régime sans poches au régime avec poches. Dans le régime sans poches, la pression mesurée correspond à la combustion de l'isthme.	157
4.8	Séquence d'images correspondant à une période complète du signal d'excitation ($a = 0.75$ mm, $\Lambda = 9,7$ mm, $f = 350$ Hz, $\phi = 1,05$ et $Q = 100$ l/min). Les temps sont indiqués en millisecondes.	158
4.9	Signal de pression acoustique correspondant aux images de la figure 4.8. L'amplitude du pic le plus intense, correspondant à la rupture de l'isthme, a été porté sur la figure 4.7.	158
4.10	Évolution temporelle de la distance entre le front de flamme et le plan de symétrie au niveau de l'isthme ($a = 0.75$ mm, $\Lambda = 9,7$ mm, $f = 350$ Hz, $\phi = 1,05$ et $Q = 100$ l/min).	159
4.11	Séquence d'images correspondant à une période complète du signal d'excitation pour $a = 0.29$ mm et $\Lambda = 9,5$ mm ($\phi = 1,5, Q = 65$ l/min et $f = 250$ Hz). Les temps sont indiqués en millisecondes.	161
4.12	Évolution temporelle de la distance entre le front de flamme et le plan de symétrie au niveau de l'isthme (d'après les images de la figure 4.11)	161
4.13	Signal de pression acoustique correspondant aux images de la figure 4.11.	162
4.14	(a) Variation temporelle de la surface de flamme dans le régime sans poches (d'après le traitement des images de la figure 4.4). (b) Comparaison entre le signal de pression acoustique mesuré et le signal calculé à partir l'équation 4.1 et $\hat{S}(t)$	163

4.15	(a) Variation temporelle de la surface de flamme dans le régime avec poches (d'après le traitement des images de la figure 4.8). (b) Comparaison entre le signal de pression acoustique mesuré et le signal calculé à partir l'équation 4.1 et $\dot{S}(t)$	163
4.16	Profil du front de flamme pour différentes amplitudes de plissement dans le modèle de Joulin et Sivashinsky [35].	165
4.17	Profil du front de flamme au niveau de l'isthme.	169
4.18	Valeur absolue de la pression acoustique au pic, en fonction de l'amplitude des plissements à trois longueurs d'onde différentes ($\phi = 1,05, Q = 100$ l/min). Les courbes théoriques sont calculées d'après les équations 4.17 (sans poches) et 4.23 (avec poches) avec: $\rho_\infty = 1,2\text{kg.m}^{-3}$; $r=16$ cm; $L_f = 8$ cm; $E = 7.05$; $U_L = 0,43$ m/s et $D_{th} = 2.10^{-5}$ m ² .s ⁻¹	171

Liste des tableaux

1.1	Température adiabatique de combustion, masse molaire moyenne, \overline{W}_u , \overline{W}_b dans les gaz frais et brûlés pour des flammes hydrocarbure-oxygène et contribution de la dilatation molaire à la puissance acoustique.	51
1.2	Composition des gaz brûlés et calcul de la masse molaire moyenne, pour un mélange de CH_4/O_2 à une richesse de 1,25.	51
2.1	Vitesses débitantes en sortie de buse correspondant aux débits de mélange étudiés. (*) conditions nominales d'utilisation.	60
2.2	Vitesses de flamme laminaire, températures de combustion, masses molaires moyennes, W_b , W_b , dans les gaz frais et brûlés, et coefficients de dilatation volumique pour le mélange propane-oxygène, aux trois richesses étudiées. (*) conditions nominales d'utilisation.	61
2.3	Caractéristiques de l'écoulement en sortie de buse : Vitesse moyenne au centre de l'écoulement, fluctuations de vitesse et taux de turbulence. La fluctuation de vitesse longitudinale a été relevée au centre de l'écoulement alors que la fluctuation transverse correspond à la valeur maximale dans le profil.	94
3.1	Données numériques utilisées pour le calcul des courbes théoriques dans les figures 3.17 et 3.20	138
3.2	Comparaison du taux de croissance théorique de l'instabilité de Darrieus-Landau, avec le temps caractéristique au bout duquel la flamme du chalumeau devient instable (voir section 2.5.2).	147
4.1	Amplitude des plissements au seuil de formation des poches, à trois longueurs d'onde différentes : comparaison des valeurs expérimentales (d'après la figure 4.7) et théoriques (d'après l'équation 4.11)	167

Glossaire

- a : amplitude de la perturbation
 a_o : amplitude initiale de la perturbation
 a_p : amplitude au seuil de formation des poches
 a_{sat} : amplitude de la perturbation à la saturation
 A : coefficient du polynôme dans la relation de dispersion 3.9
 B : coefficient du polynôme dans la relation de dispersion 3.9
 $c^2 = \gamma p / \rho$: vitesse du son
 C : coefficient du polynôme dans la relation de dispersion 3.9
 $C_\phi = Im[\sigma] / Re[k]$: vitesse de phase
 $C_e = Re[\sigma] / Im[k]$: vitesse d'ensemble
 C_p : chaleur spécifique à pression constante
 C_v : chaleur spécifique à volume constant
 d : diamètre de la buse du chalumeau
 d_{base} : diamètre du dard à sa base
 d_{inst} : diamètre du dard au départ de l'instabilité
 $d_L = D_{th} / U_L$: épaisseur de la flamme plane laminaire
 d_b : épaisseur de la couche de gaz brûlés
 d_m : distance microphone-buse
 $d_{O_2} = N_{O_2} / (N_{O_2} + N_{N_2})$: concentration en oxygène
 D : débit volumique de gaz consommé par la flamme
 \mathbf{D} : vecteur vitesse locale de déplacement de la flamme
 D_m : coefficient de diffusion moléculaire
 D_{th} : coefficient de diffusion thermique
 $d\tau$: élément de volume
 dn : élément de longueur dans la direction normale au front de flamme
 $E = \rho_o / \rho_b$: coefficient de dilatation volumique
 E_a : énergie d'activation de la réaction chimique
 f : fréquence
 f_{BF} : (basse) fréquence des fluctuations de production volumiques du dard
 f_c : fréquence caractéristique (fluctuations de surface ou dégagement de chaleur)
 $f_b = c / d_b$: fréquence de coupure du rayonnement acoustique dans les gaz brûlés

- f_{HF} : (haute) fréquence des fluctuations de production volumiques du dard
 $Fr = U_L^2/gd_L$: nombre de Froude
 Fr_c : nombre de Froude critique
 g : accélération de la gravité
 $h(\theta) = (\rho D_{th})(\theta)/(\rho D_{th})(\theta_o)$: intervient dans les intégrales H et J
 $h_b = (\rho D_{th})(\theta_b)/(\rho D_{th})(\theta_o)$: intervient dans l'intégrale H
 h_i : enthalpie de formation de l'espèce i par unité de volume
 H : intégrale sur les diffusivités (équation 3.11)
 H_{fuel} : énergie libérée par unité de masse de carburant
 H_{inst} : hauteur sur le dard au départ de l'instabilité
 i_f : interfrange
 I : intensité lumineuse
 $Im[\]$: partie imaginaire
 J : intégrale sur les diffusivités (équation 3.11)
 \mathcal{I} : intensité acoustique
 \mathbf{J}_q : flux de chaleur
 \mathbf{J}_i : flux de de masse de l'espèce i
 $k = 2\pi/\Lambda$: nombre d'onde
 \mathbf{k} : vecteur d'onde
 k_n^o : nombre d'onde neutre pour $g = 0$
 k_n : nombre d'onde neutre pour $g \neq 0$
 k_* : nombre d'onde de stabilité marginale ($Fr = Fr_c$)
 k_{max} : nombre d'onde du mode le plus instable
 $K = \overline{D}/\overline{T}$: constante de proportionnalité
 $l(t)$: position du point d'accrochage de la flamme
 l_o : position stationnaire du point d'ancrage de la flamme
 L : taille caractéristique de la région de combustion
 L_{isthme} : longueur de l'isthme de gaz frais
 L_f : extension latérale de la flamme
 L_p : longueur d'une poche de gaz
 l_i : taille caractéristique d'un tourbillon à l'échelle i
 l_I : échelle intégrale de la turbulence
 l_k : échelle de Kolmogorov
 $Le = D_{th}/D_m$: nombre de Lewis
 $M = U/c$: nombre de Mach
 \dot{m}_F : débit massique de carburant
 \dot{M} : taux de consommation massique de la flamme
 Ma : nombre de Markstein
 $n = \rho/W$: nombre de moles par unité de volume
 \mathbf{n} : vecteur unitaire normal au front de flamme

- $\dot{n}_\rho = \sum_i \dot{\omega}_i / W_i$: taux de production molaire à masse volumique constante
 N_{fuel} : nombre de moles de carburant
 N_o : nombre de moles de réactants
 p : pression
 p' : pression acoustique
 P : puissance acoustique totale
 P_I : puissance acoustique rayonnée par un volume intégral de taille l_I^3
 $q = H_{fuel} / (C_p T_o)$: voir équation 3.34
 Q : débit de mélange
 $\dot{Q} = \sum_i h_i \dot{\omega}_i$: taux de dégagement de chaleur par unité de volume
 r : distance de la source sonore au point d'observation
 R : rayon de la flamme ou rayon de courbure
 $Re[\]$: partie réelle
 \mathcal{R} : constante des gaz parfaits
 $Re = Ud/\nu$: nombre de Reynolds basé sur le diamètre de la buse
 S : surface de flamme totale
 \dot{S} : dérivée temporelle de la surface de flamme
 S_I : surface de flamme contenue dans un volume intégral de taille l_I^3
 S_{col} : section du col sonique
 S_{isthme} : surface de flamme disparaissant au niveau d'un isthme de gaz frais
 t : temps
 \hat{t} : temps dans le référentiel mobile
 T : température
 $t_i = l_i / u'_i$: temps de retournement d'un tourbillon à l'échelle i
 $t_I = l_I / u'_I$: temps de retournement d'un tourbillon à l'échelle intégrale
 $t_l = l_l / u'_l$: temps de retournement d'un tourbillon à l'échelle de Kolmogorov
 $t_L = D_{th} / U_L^2$: temps de transit dans la flamme laminaire
 t_{ann} : temps caractéristique d'annihilation
 t_r : temps caractéristique de réaction chimique
 t_p : instant de formation et de disparition des poches
 U : vitesse caractéristique de l'écoulement
 U_L : vitesse de propagation de la flamme plane laminaire
 U_n : vitesse normale de propagation de la flamme
 U_o : vitesse moyenne axiale au centre de l'écoulement
 $U_{\parallel} = U \cos \alpha$: vitesse parallèle au front
 u' : fluctuation de vitesse axiale
 u'_i : fluctuation de vitesse à l'échelle i
 u'_I : fluctuation de vitesse à l'échelle intégrale
 u'_k : fluctuation de vitesse à l'échelle de Kolmogorov
 \mathbf{v} : vecteur vitesse du fluide

v' : fluctuation de vitesse transverse
 \dot{V} : taux de production de volume
 V_c : volume de la région de combustion
 V_B : volume balayé par la flamme turbulente
 V_p : volume initial d'une poche
 V_{cor} : volume de corrélation
 W : masse molaire moyenne
 W_i : masse molaire de l'espèce i
 x : coordonnée longitudinale
 \mathbf{x} : vecteur position
 $x_{tip}(t)$: position de la pointe de la flamme en l'absence de poches
 $x_{tip}^o(t)$: position de la pointe de la flamme en régime stationnaire
 $x_p^{(\pm)}$: position du point de formation (-) ou de disparition (+) des poches
 y : coordonnée parallèle au front de flamme
 $\tilde{y} = y + C_e t$: coordonnée parallèle dans le référentiel mobile.
 $Y_i = \rho_i/\rho$: fraction massique de l'espèce i

Lettres Grecques :

α : angle d'inclinaison de la flamme par rapport à la verticale
 $\beta = E_a(T_b - T_o)/(\mathcal{R}T_b^2)$: nombre de Zeldovich
 ∇ : opérateur gradient dans le référentiel fixe
 $\hat{\nabla}$: opérateur gradient dans le référentiel mobile
 ϕ : richesse
 φ_m : angle azimutal
 λ : longueur d'onde acoustique
 Λ : longueur d'onde des plissements
 $\gamma = C_p/C_v$: rapport des chaleurs spécifiques
 $\vartheta = 1/\rho$: volume massique
 $\omega_i = 1/t_i$: inverse du temps de retournement d'un tourbillon à l'échelle i
 $\dot{\omega}_i$: taux de production massique par unité de volume de l'espèce i
 $\omega = 2\pi/f$: fréquence angulaire
 $\tilde{\omega} = Re[k](C_e + C_\phi)$: fréquence angulaire des perturbations (modèle de Markstein)
 $\omega_s = kU_{\parallel}$: fréquence angulaire des perturbations (description Lagrangienne)
 Ω : fonction définie par σ/kU_L
 ψ : argument de l'exponentielle dans l'expression de ζ
 ρ : masse volumique
 σ : taux de croissance temporel
 $\sigma_s = \sigma/U_{\parallel}$: taux de croissance spatial
 $\theta = (T - T_0)/(T_b - T_0)$: température réduite

θ_m : angle polaire

ζ : position du front de flamme

Indices et symboles :

∞ : milieu acoustique infini homogène et au repos

o : gaz frais

b : gaz brûlés

\overline{X} : moyenne temporelle de X

Introduction

Omniprésent dans les usines, dans les transports ou dans les lieux publics le bruit est une des principales gênes de notre environnement. Les conséquences pathologiques d'une exposition prolongée au bruit sont importantes : fatigue, stress, traumatismes auditifs ... Ainsi, depuis 1986, la législation Européenne protège les travailleurs des risques d'exposition au bruit, en contraignant l'employeur à prendre des mesures de sécurité (port d'un casque protecteur, surveillance médicale, information,...) dès que le niveau sonore subi quotidiennement par un ouvrier dépasse 85 dBA. D'autre part, depuis 1989, les constructeurs de machines industrielles sont, eux aussi, soumis à une réglementation sévère qui impose une caractérisation sonore poussée du matériel commercialisé, ainsi qu'un programme de réduction du bruit pour les nouveaux appareils, dès que le niveau sonore dépasse 85 dBA au poste de travail.

Or, actuellement, pour les chalumeaux de chauffe ce niveau sonore se situe couramment entre 90 et 100 dBA, selon le matériel utilisé. La société Air Liquide travaille sur la réduction du bruit des chalumeaux depuis plusieurs années. Les ingénieurs d'Air Liquide ont compris que ce bruit est émis par la flamme, mais ils ne connaissaient pas le détail des mécanismes de son émission. Alors, de façon empirique, ils ont essayé différentes techniques afin de diminuer cette nuisance. Un certain nombre de solutions ont été testées sans grand succès. Dans le meilleur des cas, une réduction de bruit de 4 dB a été obtenue [13]. Au vu de ces résultats, en 1996, Air Liquide a décidé de lancer une étude plus fondamentale, en collaboration avec l'Institut de Recherches sur les Phénomènes Hors Équilibre, afin de mieux comprendre les mécanismes d'émission sonore par les flammes de chalumeaux. Les résultats de cette étude sont présentés dans ce mémoire.

On sait depuis longtemps que le bruit est généré par des fluctuations temporelles du débit de volume de gaz produit par la flamme. Pour les flammes de chalumeaux, du type prémélangé, le régime de combustion est celui des flammes plissées et le débit volumique est proportionnel à la surface de flamme. Une variation temporelle de cette quantité entraîne donc une émission sonore. De multiples causes peuvent être à l'origine de cette variation de surface de flamme : turbulence de l'écoulement, instabilités hydrodynamiques, instabilités d'accrochage, interactions entre fronts de

flamme...Ainsi, bien que l'aspect purement acoustique de l'émission sonore par la combustion soit relativement bien compris, les phénomènes sous-jacents sont complexes et pour la plupart non entièrement résolus.

Dans les configurations industrielles, la combustion a généralement lieu dans un écoulement turbulent. De ce fait, la plupart des études sur le bruit de combustion s'intéressent à celui émis par la combustion turbulente. Or, pour les flammes de chalumeaux, la turbulence de l'écoulement est très faible. Le rapport de la fluctuation de vitesse turbulente à la vitesse de flamme est typiquement $u'/U_L \approx 0,1$. Dans ce cas, les théories classiques de l'émission du son par les flammes turbulentes [22, 78] prévoient une intensité acoustique qui est 10 à 100 fois plus faible que celle mesurée. Ces théories donnent néanmoins des résultats corrects dans le cas de flammes plus turbulentes [7]. La turbulence étant trop faible pour expliquer à elle seule le bruit des flammes de chalumeaux, on est amené à supposer l'existence d'autres mécanismes de génération du son.

L'objectif de ce travail est d'identifier ces mécanismes et de déterminer les moyens à mettre en œuvre pour réduire le bruit qui en résulte. L'originalité de notre approche est la recherche de phénomènes autres que la turbulence capables de générer des fluctuations de production volumique. Cela nous conduit à proposer un nouveau mécanisme de génération du son, lié à l'auto-turbulence du front de flamme et non pas à la turbulence de l'écoulement.

Le premier chapitre concerne l'émission du son par la combustion d'une manière assez générale. Après une présentation physique du phénomène, nous effectuons un état de l'art concernant le bruit émis par les flammes turbulentes. Nous proposons ensuite une approche théorique qui permet de prendre en compte la contribution d'une combustion non-isomolaire dans l'émission du sonore. Nous soulignons également l'influence du milieu ambiant sur l'intensité et la directivité du rayonnement acoustique des flammes.

Au chapitre 2, l'analyse porte essentiellement sur le problème industriel. Plusieurs diagnostics expérimentaux ont été utilisés, afin de déterminer les caractéristiques détaillées de la combustion et de l'émission sonore pour la flamme d'un chalumeau Air Liquide. Les résultats expérimentaux conduisent à envisager deux mécanismes d'émission sonore possibles : les variations de surface de flamme dues au développement de l'instabilité de Darrieus et Landau sur la flamme et la combustion rapide de petits volumes de gaz frais, associée au détachement de poches en bout de flamme. Ces mécanismes sont décrits dans ce chapitre.

Les chapitres 3 et 4 sont consacrés à leur étude détaillée dans une configuration expérimentale modèle. Il s'agit d'une flamme diédrique parfaitement laminaire, excitée artificiellement par des perturbations d'origine électrostatique, d'amplitude et de longueur d'onde contrôlées. Le chapitre 3 concerne l'instabilité de Darrieus-Landau, dont le taux de croissance spatial a été mesuré en fonction du nombre d'onde des perturbations, pour des flammes de propane-air pouvant être enrichies

en oxygène. La variation du taux de croissance temporel correspondant en fonction du nombre d'onde s'avère correctement prédite par la théorie classique des flammes libres. L'extrapolation des nombres de Markstein, fournis indirectement par cette analyse, à la flamme de propane-oxygène du chalumeau confirme que les variations de surface de cette flamme sont liées à l'instabilité intrinsèque du front. Au chapitre 4, nous mettons en évidence l'influence de la géométrie des plissements sur l'intensité du bruit émis lors de la formation d'une poche. La réduction de ce bruit avec l'augmentation de l'amplitude des plissements explique qualitativement l'atténuation des hautes fréquences acoustiques lorsque la flamme du chalumeau est fortement plissée par les cellules de Landau. Nous concluons en évoquant les perspectives scientifiques et industrielles que cette étude aura permis de dégager.

Chapitre 1

Émission du son par la combustion

L'objectif de ce premier chapitre est d'une part de présenter l'origine physique de l'émission du son par la combustion, et d'autre part d'introduire la description théorique de ce phénomène.

La physique du bruit de combustion est décrite dans différentes configurations expérimentales ; la nature de la flamme du chalumeau est présentée en particulier dans ce cadre. Nous effectuons alors un bref état de l'art concernant l'émission sonore des flammes turbulentes. Deux approches adaptées aux flammes de prémélange s'avèrent pertinentes pour notre problème : l'émission sonore due à des variations de surface de flamme et celle due à la combustion rapide de petits volumes de gaz frais associée à la formation de poches. Une théorie générale qui permet de prendre en compte la variation du nombre de moles au cours de la combustion dans l'émission sonore est proposée. Il sera montré que cette contribution est loin d'être négligeable dans le cas des flammes de chalumeau. Par ailleurs, cette formulation permet de retrouver l'expression semi-phénoménologique classique, pour la puissance acoustique rayonnée par une flamme de prémélange turbulente dans le régime des flammes plissées. À partir de cette expression, on met en évidence l'influence de la température du milieu ambiant sur l'intensité sonore. Il en résulte une nouvelle interprétation de la directivité du rayonnement acoustique des flammes de brûleur.

1.1 Origine physique

Dès le début du 19^e siècle, Higgins [30] avait observé qu'un jet d'hydrogène brûlant dans un tube, ouvert à ses extrémités, pouvait produire un son de fréquence bien déterminée. Ce phénomène était alors connu sous le nom de « flamme chantante ». En 1859, Rijke [65] observa un phénomène similaire en plaçant dans le tube une grille chauffée électriquement à la place de la flamme. Rayleigh [64] montra en 1878 que ces deux phénomènes résultent en fait d'une instabilité thermo-acoustique ;

elle s'amplifie si le dégagement de chaleur et la pression acoustique oscillent en phase dans le tube qui sert de résonateur. Dans les années 1950, avec l'avènement de la propulsion spatiale, l'excitation des vibrations acoustiques par la combustion apparut de façon plus critique dans les moteurs de fusée. Les résonances entre combustion et acoustique pouvant engendrer des vibrations mécaniques suffisamment importantes pour détruire la chambre de combustion. Ces différentes instabilités thermo-acoustiques sont bien présentées dans les revues de Putnam [60] et Strehlow [79].

Dans le cas des chalumeaux, comme dans toutes les configurations où la combustion a lieu dans un environnement non confiné, la situation est différente car il n'y a généralement pas de résonances acoustiques¹. L'émission sonore est uniquement due au processus de combustion ; il s'agit du bruit direct de combustion qui fait l'objet de cette étude.

1.1.1 La flamme sphérique

Le bruit de combustion est généralement associé aux flammes turbulentes. En raison de leur complexité, Thomas et Williams [81] décident en 1966 d'étudier le bruit émis par la flamme dans la configuration beaucoup plus simple d'une flamme sphérique instationnaire. Leur expérience illustre remarquablement bien la physique du phénomène et mérite d'être rappelée ici.

Leur dispositif expérimental permet de créer une petite bulle de savon remplie d'un mélange hydrocarbure-air. Une étincelle produite au centre de la bulle initie alors la combustion et une flamme sphérique se propage radialement vers l'extérieur (voir figure 1.1). Le processus se produisant à pression constante, le volume de la bulle de savon augmente par dilatation thermique des gaz brûlés. La surface de la bulle avance en comprimant la couche d'air qui l'entoure, à la manière d'un ballon de baudruche que l'on gonfle. Cette compression se propage alors dans l'air ambiant sous la forme d'une onde de pression. La taille de la bulle de savon étant petite devant la longueur d'onde acoustique, $L \ll \lambda$, l'onde est sphérique et divergente. Ce type d'émission, par une source de volume acoustiquement compacte, est dit monopolaire.

La pression acoustique rayonnée par un monopole en champ lointain (c'est à dire à des distances $r \gg \lambda$) est donnée par la formule classique [41],

$$p'(r,t) = \frac{\rho_\infty}{4\pi r} \frac{d\dot{V}}{dt}, \quad (1.1)$$

1. En fait, à part dans une chambre anéchoïde, les ondes sonores peuvent toujours se réfléchir sur les murs, le sol, le plafond ou d'autres objets. Cependant, ces réflexions sont souvent aléatoires et engendrent rarement des résonances. En revanche, il est toujours possible que le son émis par la flamme excite les modes propres du brûleur.

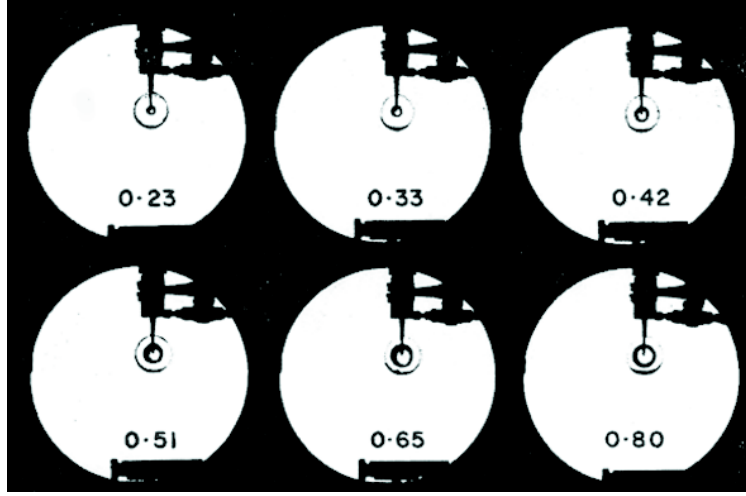


FIG. 1.1 – Images instantanées d’une flamme sphérique en expansion à différents temps après l’allumage (Visualisation par striescopie), d’après Thomas et Williams [81].

où \dot{V} représente le débit volumique de la source, ρ_∞ la masse volumique du milieu acoustique et r la distance à la source. Cette équation montre que l’émission sonore d’un monopole dépend des fluctuations temporelles de débit volumique.

Dans l’expérience de Thomas et Williams, le calcul du taux de production volumique est simple. Le volume de gaz brûlés est $\frac{4}{3}\pi R^3$, où R est le rayon de la flamme. Avant de brûler ce gaz occupait un volume $\frac{4}{3}\pi R^3/E$, où $E = \rho_o/\rho_b$ est le rapport de densité des gaz frais et brûlés (typiquement $E \approx 6$ à 10). L’augmentation de volume due à la combustion est donc $\Delta V = \frac{4}{3}\pi R^3(1 - 1/E)$, ce qui donne un taux de production de volume,

$$\dot{V} = \frac{d}{dt}(\Delta V) = 4\pi R^2 \frac{dR}{dt} \frac{E - 1}{E}. \quad (1.2)$$

En remplaçant cette expression dans l’équation 1.1, la pression acoustique s’écrit,

$$p'(r,t) = \frac{\rho_\infty}{r} \frac{E - 1}{E} \left[2R \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + R^2 \frac{d^2 R}{dt^2} \right]. \quad (1.3)$$

En mesurant l’évolution temporelle du rayon de la flamme à partir d’un film, Thomas et Williams ont calculé la pression acoustique à partir de cette expression. Comme le montre la figure 1.2, la pression calculée est très proche de la valeur mesurée expérimentalement. Cette expérience montre clairement que la combustion agit comme une source sonore monopolaire.

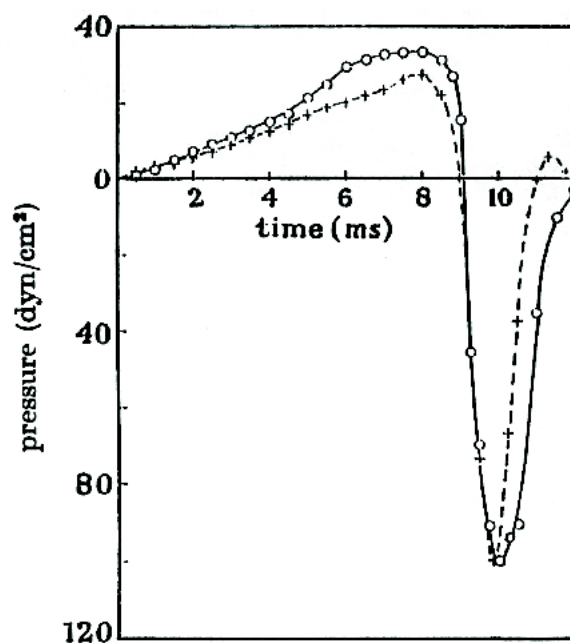


FIG. 1.2 – *Pression acoustique émise par une flamme sphérique éthylène-air. +, pression mesurée; o, pression calculée à partir de l'équation 1.3. (D'après Thomas et Williams [81]).*

1.1.2 La flamme turbulente

La structure et la géométrie des flammes turbulentes est bien plus complexe que celle des flammes sphériques. Le problème est de décrire l'interaction entre la turbulence et la flamme, afin de modéliser les fluctuations de production volumique.

En se plaçant dans le régime des flammes plissées², Bragg [12] assimile une flamme de prémélange turbulente à un ensemble de volumes de combustion qui fluctuent avec des phases aléatoires et décorrélées. Il arrive à une expression du coefficient thermo-acoustique (rapport de la puissance acoustique à la puissance thermique) en fonction de la fluctuation de vitesse turbulente et des caractéristiques de la flamme laminaire. Les mesures acoustiques effectuées ensuite par Smith et Kilham [73] sur une flamme de brûleur prémélangée supportent qualitativement cette théorie, malgré une valeur expérimentale du coefficient thermo-acoustique ($\approx 10^{-6}$) environ 100 fois plus faible que la valeur théorique.

Par la suite, Hurlé et al. [31] associent les approches de Thomas et Williams [81] et Bragg [12] pour exprimer la pression acoustique émise par une flamme de

2. Dans le régime des flammes plissées, les échelles spatio-temporelles de turbulence sont grandes devant l'épaisseur de flamme et le temps de transit. Localement la flamme turbulente a la structure d'une flamme plane laminaire.

prémélange turbulente sous la forme

$$p'(r,t) = \frac{\rho_\infty}{4\pi r}(E-1)\frac{dD}{dt}, \quad (1.4)$$

où D est le débit volumique de mélange consommé par la flamme ; il est la somme des débits volumiques consommés par chaque flammelette élémentaire. Ces auteurs développent alors une méthode optique leur permettant de mesurer la quantité dD/dt en analysant la chimiluminescence de la flamme.

La chimiluminescence est la lumière émise naturellement par la flamme. Elle est due à certains radicaux participant à la réaction de combustion, produits dans un état électronique excité, et qui retournent à leur état fondamental en émettant un photon dans une bande de longueur d'onde bien déterminée. Ces radicaux sont présents uniquement dans la zone de réaction car leur durée de vie est bien plus courte que le temps de transit dans la flamme. Leur concentration étant faible, l'intensité de leur émission n'est pas affectée par l'auto-absorption ; elle est proportionnelle à l'activité chimique de la zone de combustion et donc au taux de consommation volumique global de mélange combustible.

Pour les flammes d'hydrocarbures, les bandes d'émission des radicaux C_2^* et CH^* sont suffisamment étroites et intenses pour être facilement isolées par un filtrage spectral (ce sont ces radicaux qui sont à l'origine de la lumière bleutée émise par ces flammes). Hurle et al. [31] ont montré que l'intensité lumineuse moyenne \bar{I} émise par ces radicaux est proportionnelle au débit de mélange moyen \bar{D} injecté dans la flamme, soit

$$\bar{I} = K\bar{D}. \quad (1.5)$$

Dans leur expérience la constante K ne varie pas lorsque la flamme passe du régime de combustion laminaire au régime turbulent, elle dépend seulement de la composition du mélange réactif. Ils en déduisent que l'équation 1.5 est également valable en valeur instantanée et écrivent

$$\frac{dD}{dt} = \frac{1}{K} \frac{dI}{dt}. \quad (1.6)$$

En introduisant cette expression dans l'équation 1.4, ils obtiennent la pression acoustique sous la forme

$$p'(r,t) = \frac{\rho_\infty}{4\pi r}(E-1)\frac{1}{K}\frac{dI}{dt}. \quad (1.7)$$

En focalisant la lumière émise par la flamme dans la bande d'émission des radicaux C_2^* ou CH^* sur un photomultiplicateur, Hurle et al. [31] mesurent tout d'abord l'intensité lumineuse moyenne en fonction du débit. Ils en déduisent la constante de calibration K . Ils mesurent dI/dt en dérivant le signal délivré par le

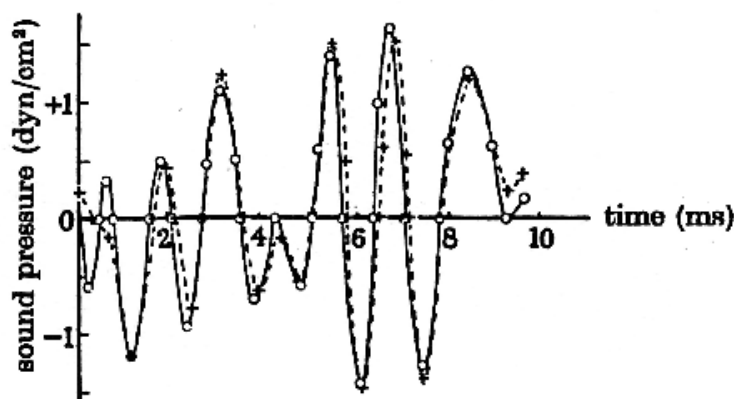


FIG. 1.3 – Comparaison entre le signal de pression mesuré (—) et calculé (---) à partir de l'équation 1.4 (D'après Hurlle et al. [31]).

photomultiplicateur et en déduisent la pression acoustique à partir de l'expression ci-dessus. La figure 1.3 montre que la pression ainsi calculée est très proche de sa valeur mesurée.

Cette expérience confirme le caractère monopolaire du bruit de combustion dans la configuration complexe d'une flamme turbulente. L'intensité du bruit émis est proportionnelle aux fluctuations temporelles du taux de production volumique. Le problème est resté de déterminer les mécanismes qui sont à l'origine de ces fluctuations.

1.1.3 La flamme du chalumeau

Dans une flamme de chalumeau la production volumique peut avoir deux origines distinctes : le dard central qui constitue la flamme de prémélange où brûle le mélange propane-oxygène, et le panache qui l'entoure (voir figure 1.4). Ce dernier est une flamme de diffusion résultant de la combustion de certains produits de la combustion primaire, comme CO et H₂, au contact de l'oxygène de l'air³. Le dard et le panache représentent chacun une source de production volumique.

On peut se rendre compte du caractère instationnaire de cette production, et donc de l'aptitude à la génération du son de ces deux flammes, en observant les variations de leur structure instantanée dans le temps. Celle-ci n'apparaît pas sur la figure 1.4 car le temps d'exposition de cette photographie est bien plus long que le temps caractéristique des mouvements de la flamme.

3. La présence de ce panache est liée à l'utilisation de mélanges riches en carburant dans les chalumeaux ; une condition nécessaire pour qu'il reste des espèces chimiques partiellement oxydées dans les gaz brûlés.



FIG. 1.4 – Photographie de la flamme propane-oxygène étudiée au cours de cette étude (chalumeau « Varial-G2 », richesse $\phi = 1,33$ et débit $Q = 30$ l/min).

La structure instantanée du dard apparaît sur la figure 1.5. L'intervalle de temps de 20 ms entre les deux images de cette figure, correspondant à la cadence maximale de prise de vue de la caméra, est en fait bien supérieur au temps de corrélation des variations de surface de flamme. Ces deux images sont donc totalement décorrélées. On voit bien que la forme du dard est totalement différente d'un instant à l'autre : sa surface est perturbée par des plissements qui naissent de façon aléatoire et parfois, lorsque l'amplitude des plissements est suffisante, de petites poches de gaz frais se détachent du bout de la flamme. Les fluctuations temporelles de surface de flamme, associées aux plissements et à la combustion des poches, sont à l'origine d'une production volumique instationnaire qui génère le son.

Le panache étant beaucoup moins lumineux que le dard, on ne peut pas obser-

ver directement son émission lumineuse avec de faibles temps de pose. Par contre, comme il se situe à la frontière entre les gaz brûlés et l'air ambiant, siège de forts gradients de densité, il est possible de visualiser sa structure instantanée par striescopicie avec autant de lumière que nécessaire. Ces visualisations ont été effectuées par P. Pisot, dans les locaux d'Air Liquide, où un montage optique Toepler [28] était disponible. On voit sur la figure 1.6 qu'à quelques diamètres de la buse le panache devient subitement très turbulent et instationnaire. Cela peut être dû à l'existence de forts gradients de vitesse à l'interface gaz brûlés-air ambiant, générant une instabilité du type Kelvin-Helmoltz. Quoi qu'il en soit, les fluctuations de surface du panache qui en résultent sont une source de production sonore. Cependant, l'oxygène qui réagit dans le panache est dilué dans une grande quantité d'azote et la combustion qui y prend place est nettement moins énergétique que dans le dard, alimenté en oxygène pur.

Nous montrerons, dans le chapitre suivant, que ce sont principalement les fluctuations de production volumique du dard qui sont à l'origine du bruit émis par la flamme du chalumeau. Avant de présenter les résultats, nous proposons de rappeler brièvement les principales approches concernant l'émission du son par les flammes turbulentes, effectuées jusqu'ici.

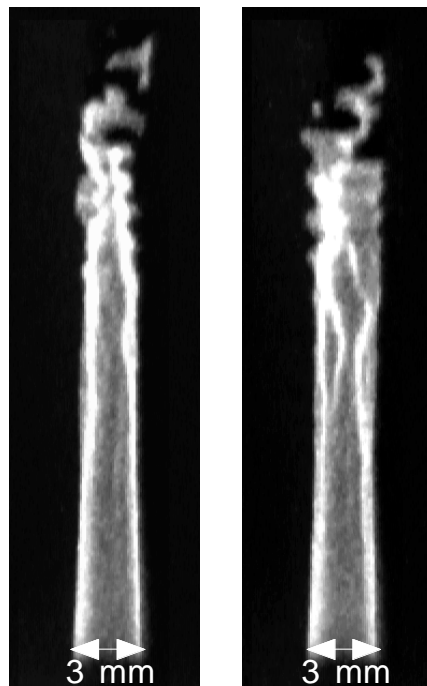


FIG. 1.5 – Images instantanées du dard prises à 20 ms d'intervalle, à l'aide d'une caméra CCD intensifiée à obturation rapide (temps de pose de 1 μ s) dans les mêmes conditions qu'à la figure 1.4.

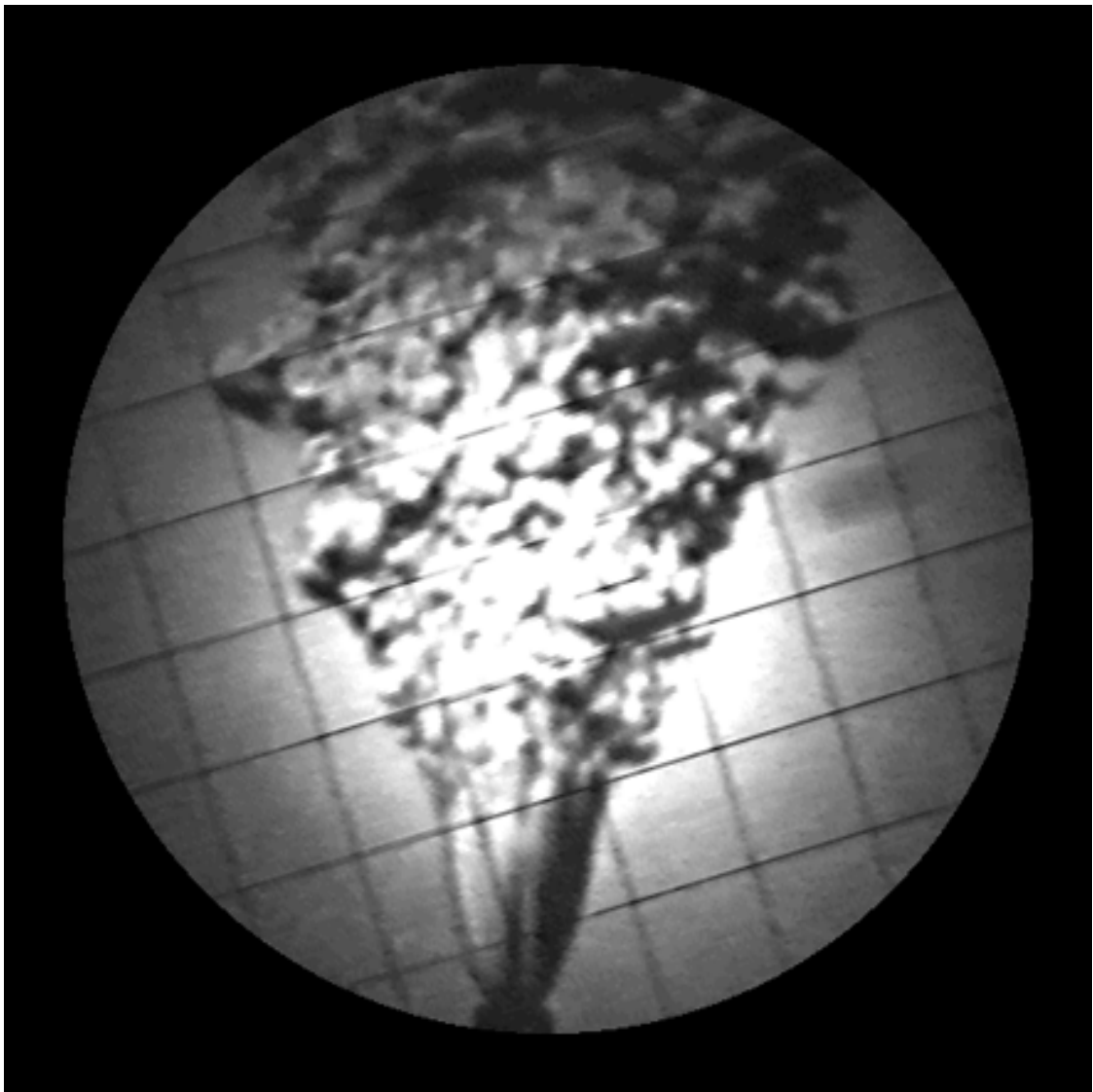


FIG. 1.6 – *Image instantanée du panache prise dans les mêmes conditions qu'à la figure 1.4(visualisation par strioscopie P.Pisot, Air Liquide).*

1.2 Étude bibliographique

Contrairement aux flammes chantantes, découvertes dès le début du 19^e siècle, le bruit de combustion a été étudié tardivement. Les premières études expérimentales connues sont celles de l’American Gas Association [2] en 1932 et il faudra encore attendre 30 ans pour que la première étude phénoménologique de Bragg [12] soit publiée. A partir de ce moment, l’émission du son par les flammes turbulentes va susciter de nombreuses études tant sur le plan théorique qu’expérimental. Les articles de Strahle [77] ou Putnam et Faulkner [59] résument bien l’état des connaissances acquises sur le sujet jusqu’en 1980.

Depuis, plusieurs études ont éclairé notre compréhension sur le sujet et notamment celles de Strahle [78], Clavin et Siggia [22] et Kidin et al. [38].

Il n’est pas possible de présenter ici tous ces travaux de façon exhaustive. Nous nous limiterons à une vue d’ensemble, probablement incomplète, mais qui soulignera, entre autres, les différentes interrogations qui demeurent. Nous insisterons particulièrement sur la modélisation de l’émission sonore des flammes de prémélange dans le régime des flammes plissées, présent dans les chalumeaux.

1.2.1 Théories générales

La première étude analytique concernant le bruit des flammes turbulentes est due à Strahle [74]. En suivant l’approche développée par Lighthill [44] pour l’étude du bruit aérodynamique à faible nombre de Mach ($M \ll 1$), il montre que pour une région de combustion de petite taille devant les longueurs d’onde acoustique ($L \ll \lambda$), le bruit de combustion est effectivement monopolaire. Il développe alors des modèles semi-phénoménologiques afin d’obtenir la puissance acoustique émise par une flamme de prémélange turbulente dans le régime de combustion des flammes plissées et dans celui de la combustion distribuée⁴.

Par la suite, Chiu et Summerfield [15] proposeront une théorie plus complète basée sur les équations de conservation de la mécanique des fluides réactifs. Leur formulation prend en compte la non-homogénéité de l’écoulement et la convection des sources acoustiques dans la région de combustion. Cette théorie, résultant d’une approche moins restrictive que celle de Strahle, fait apparaître des termes supplémentaires dans la puissance acoustique. Cependant, leur complexité ne permet pas une évaluation expérimentale directe et rend la théorie peu applicable.

En 1985, Strahle [78] propose une théorie réunifiant sa première approche avec celle de Chiu et Summerfield [15]. Partant d’une forme particulière de l’équation

4. Dans le régime de combustion distribuée les échelles de turbulence sont suffisamment petites pour modifier la structure interne de la flamme, contrairement au régime des flammes plissées où celle-ci reste celle de la flamme laminaire.

de conservation de l'énergie, il exprime le potentiel des vitesses dans la région de combustion (où le fluide est incompressible avec l'hypothèse $M \ll 1$) en fonction du dégagement de chaleur. À grande distance de cette région ($r \gg \lambda$) le potentiel vérifie la condition d'ondes sphériques divergentes. En raccordant ces deux solutions, il obtient la puissance acoustique sous la forme⁵

$$P = \left(\frac{\rho_\infty(\gamma - 1)}{\gamma p_\infty} \right)^2 \frac{1}{4\pi\rho_\infty c_\infty} \overline{\left(\frac{\partial}{\partial t} \int \dot{Q} d\tau \right)^2}. \quad (1.8)$$

où γ est le rapport des chaleurs spécifiques et \dot{Q} le taux de dégagement de chaleur par unité de volume. Cette équation montre que le bruit est causé par une dilatation thermique instationnaire du fluide dans la zone de combustion, due aux fluctuations temporelles du taux de dégagement de chaleur. La dérivée de l'intégrale de volume est approchée par

$$\overline{\left(\frac{\partial}{\partial t} \int \dot{Q} d\tau \right)^2} = f_c^2 \dot{m}_F H_{fuel} \dot{Q}_{max} V_{cor}, \quad (1.9)$$

où \dot{m}_F est le débit massique de carburant, H_{fuel} le pouvoir calorifique par unité de masse de carburant, \dot{Q}_{max} le taux de production de chaleur maximum, V_{cor} un volume de corrélation et f_c la fréquence caractéristique des fluctuations de dégagement de chaleur. En notant que $\gamma p_\infty / \rho_\infty = c_\infty^2$, la puissance acoustique s'écrit

$$P = \frac{1}{4\pi} \frac{(\gamma - 1)^2}{\rho_\infty c_\infty^5} f_c^2 \dot{m}_F H \dot{Q}_{max} V_{cor}. \quad (1.10)$$

En se plaçant dans le régime des flammes plissées, Strahle modélise les différents termes de cette équation pour les flammes de prémélange et les flammes de diffusion.

Les expériences de Belliard [7] ont montré récemment que, dans le cas d'une flamme de brûleur prémélangée, le modèle de Strahle [78] sous-estime la puissance acoustique d'un facteur 10 pour une forte turbulence ($u'/U_L > 10$) et d'un facteur 100 lorsque la turbulence est plus faible ($u'/U_L < 10$). Pour les flammes de diffusion son modèle reste à vérifier. D'autre part, dans les deux cas le contenu spectral du bruit reste ignoré; on sait seulement que la fréquence caractéristique doit se situer autour de $f_c = u'/l_I$, l_I représentant l'échelle intégrale de la turbulence.

1.2.2 Directivité de l'émission sonore

Comme on vient de le voir, la combustion agit telle une source sonore monopolaire lorsque la longueur d'onde acoustique est plus grande que les dimensions de la

5. Mise à part la présence d'un terme de source dans la région incompressible, cette procédure est analogue à celle suivie par Landau et Lifchitz [41] pour déterminer la puissance rayonnée par un monopole.

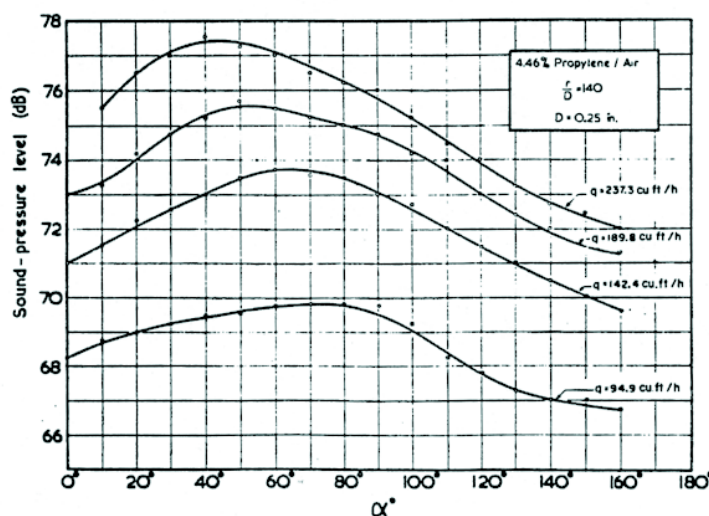


FIG. 1.7 – Directivité du bruit de combustion, l'angle 0° correspond à l'axe du brûleur dans la direction de l'écoulement (D'après Smith et Kilham [73]).

flamme. En théorie, le rayonnement monopolaire est isotrope car la source peut être assimilée à un point source. En pratique, les flammes de brûleur font cependant apparaître une émission acoustique préférentielle vers l'aval, dans la direction de l'écoulement.

Comme le montre la figure 1.7, le maximum d'intensité correspond à une position angulaire comprise entre 80 et 50 degrés par rapport à l'axe du brûleur, selon la vitesse de l'écoulement [69, 73]. On observe par ailleurs un minimum d'intensité sur l'axe, plus prononcé dans la direction opposée à l'écoulement (180°). Pour expliquer cette directivité plusieurs effets ont été envisagés dans la littérature :

- Un rayonnement multipolaire dû à l'existence de longueurs d'ondes comparables aux dimensions de la flamme [75].
- La diffraction du son et les effets d'ombre acoustique sur le brûleur [76].
- La convection des sources acoustiques par l'écoulement [73, 76].
- La réfraction du son par les gradients de température et de vitesse dans l'écoulement de gaz brûlés [76].

Le diagramme de rayonnement de la figure 1.7 n'est pas sans rappeler celui d'un dipôle, pour lequel l'intensité rayonnée est nulle sur l'axe. Comme l'a montré Strahle [75], une contribution dipolaire peut effectivement exister lorsque la taille de la région de combustion est comparable à la longueur d'onde acoustique, $L/\lambda \approx 1$. Cependant il montre aussi que le rapport du terme monopolaire au terme dipolaire est de l'ordre de $(l_I/\lambda)^2$, où l_I est l'échelle intégrale de la turbulence. En d'autres termes, si la longueur d'onde est plus grande que la taille des plus grands tourbillons

qui plissent la flamme, le terme dipolaire est négligeable. Physiquement, cela correspond à une représentation de l'émission sonore par un ensemble de monopoles de taille l_I^3 [12]. Ces sources étant décorréelées, les ondes sonores produites par chacune d'elles ne peuvent pas interférer et conduire à un rayonnement multipolaire tant que $l_I/\lambda < 1$; l'échelle intégrale étant toujours plus petite que le diamètre du brûleur et les longueurs d'onde plus grandes que ce diamètre, cette condition est généralement vérifiée.

Dans le même ordre d'idée, la diffraction des ondes acoustiques se produit lorsque $d/\lambda \approx 1$, d étant le diamètre du brûleur [76]. Pour un brûleur de un centimètre de diamètre, cela correspond à des fréquences sonores de l'ordre de 34 kHz bien supérieures aux fréquences habituelles du bruit de combustion, comprises entre 270 et 700 Hz [69].

Une part importante du son émis par la flamme est susceptible d'être interceptée par le brûleur si le sommet de la flamme en est suffisamment près. Smith et Kilham [73] ont en effet montré que le sommet de la flamme est la région qui émet le plus de bruit. On s'attend donc à ce que le brûleur gêne la propagation du son et que l'intensité acoustique émise vers l'amont diminue si le sommet de la flamme est près du brûleur. Cependant, lorsque la vitesse de l'écoulement augmente, le sommet de la flamme s'éloigne du brûleur et cet effet d'ombre devrait s'atténuer. Or, les mesures de Smith et Kilham [73] indiquent le contraire.

En ce qui concerne la convection des sources acoustiques, Lighthill [45] a montré dans son étude sur le bruit aérodynamique, que l'effet Doppler lié à la convection des sources acoustiques par l'écoulement (les tourbillons dans son cas) pondère l'intensité acoustique obtenue en l'absence de convection d'un facteur $(1 - M \cos \varphi_m)^{-6}$, φ_m étant l'angle azimutal. Cette relation montre que l'intensité acoustique est plus forte sur l'axe du jet vers l'aval, ($\varphi_m = 0$). Avec un écoulement à 30 m/s on a $M \approx 0,1$, l'intensité est donc renforcée d'environ 2 dB. Par analogie, Smith et Kilham [73] envisagent alors que la convection des petits monopoles élémentaires, dans l'esprit de la théorie de Bragg [12], puisse expliquer en partie la directivité du bruit de combustion et notamment le rapprochement du maximum d'intensité près de l'axe lorsque la vitesse augmente. Par ailleurs, pour justifier la diminution de l'intensité sur l'axe, ils invoquent la réfraction du son par les gradients de densité autour de la flamme.

En effet, pour les flammes de brûleur, les gaz brûlés sont principalement éjectés autour de l'axe et la frontière entre gaz brûlés et air ambiant, caractérisée par de forts gradients de vitesse et de densité, réfracte les ondes acoustiques. Strahle [76] a abordé ce problème de façon théorique avec les hypothèses $M \ll 1$ et $c_o/c_b \ll 1$, c_o et c_b étant respectivement les vitesses du son dans les gaz frais et brûlés. Si la première hypothèse est bien justifiée, en revanche la deuxième ne l'est pas du tout car en réalité $c_o/c_b = (T_b/T_o)^{1/2} \approx 3$. Néanmoins cette hypothèse permet de traiter le problème analytiquement en négligeant les termes d'ordre supérieur à l'unité en M

et c_o/c_b dans les équations. Les résultats de Strahle correspondent qualitativement aux observations expérimentales : il existe un maximum d'intensité à environ 60° , qui se rapproche de l'axe lorsque la vitesse augmente, ainsi qu'une directivité plus marquée pour les hautes fréquences, observée plus tard par Shivashankara et al. [69]. Cependant, les écarts d'intensité calculés sont très éloignés des valeurs expérimentales. Même en extrapolant à des valeurs de $c_o/c_b \approx 3$, l'écart maximum est seulement de 0,05 dB, contre 3 à 4 dB expérimentalement. Cela a conduit Strahle [76] à admettre que les effets de réfraction ne permettent pas d'expliquer la directivité des flammes de prémélange.

En fait, cette conclusion est peut être un peu hâtive car les résultats ont été obtenus dans le cadre de l'hypothèse totalement irréaliste $c_o/c_b \ll 1$. Les termes d'ordre supérieur en c_o/c_b , négligés dans la théorie de Strahle, sont en fait ceux qui dominent lorsque $c_o/c_b = O(1)$. En négligeant ces termes, Strahle a éliminé la cause principale de la directivité. Nous pensons que les effets de réfraction ne sont pas du tout mis hors de cause par son analyse. Au contraire, le fait qu'ils fournissent une bonne description qualitative du phénomène laisse penser qu'une théorie valable pour $c_o/c_b = O(1)$ donnerait un bon accord quantitatif avec les expériences. Par ailleurs, un couplage avec d'éventuels effets de convection des sources acoustiques reste envisageable.

1.2.3 Modèles spécifiques aux flammes de prémélange

Malgré une légère directivité, le caractère monopolaire du bruit de combustion reste bien vérifié par les expériences. Si l'on néglige cette anisotropie, la puissance acoustique émise par la flamme peut ainsi s'écrire à partir de l'équation 1.1,

$$P = 4\pi r^2 \frac{\overline{p'^2}}{\rho_\infty c_\infty} = \frac{\rho_\infty}{4\pi c_\infty} \overline{\dot{V}^2}. \quad (1.11)$$

La prédiction de cette puissance acoustique dans une configuration donnée nécessite de modéliser le terme de production volumique \dot{V} . En particulier, celui-ci va s'exprimer différemment pour une flamme de diffusion et une flamme de prémélange. Cependant, comme on le verra au chapitre 2, pour les flammes de chalumeau, c'est la flamme de prémélange qui est à l'origine du bruit. On se cantonne donc à ce type de combustion dans la suite.

Variations de surface de flamme

Pour une flamme de prémélange dans le régime des flammes plissées, les échelles spatiales de la turbulence sont bien plus grandes que l'épaisseur de flamme et la flamme peut être assimilée à une surface d'épaisseur nulle se propageant à une

vitesse constante, égale à la vitesse de flamme laminaire U_L . Dans ce cas, la production volumique est due uniquement aux variations de surface de flamme, liées à la distorsion du front par la turbulence.

C'est dans cet esprit que Abugov et Obrezkov [1] examinent l'émission du son par une flamme de prémélange. Le taux de production volumique de la flamme est donné par $\dot{V} = (E - 1)M/\rho_o$. En écrivant le taux de consommation massique $\dot{M} = \rho_o U_L S$, où S est la surface de flamme, par l'intermédiaire de l'équation 1.11⁶ ils obtiennent,

$$P = \frac{\rho_\infty}{4\pi c_\infty} (E - 1)^2 U_L^2 \overline{\dot{S}^2}. \quad (1.12)$$

Ces auteurs supposent que la densité et la vitesse du son du milieu ambiant sont celles des gaz frais, soit $\rho_\infty/c_\infty \approx \rho_o/c_o$.

L'expression 1.12 fait apparaître la dérivée temporelle de la surface de flamme, notée \dot{S} . Le problème est de modéliser ce terme en fonction des mécanismes d'interaction flamme-turbulence. Pour cela, Abugov et Obrezkov font appel à des approches empiriques relativement obscures et nous ne poursuivrons pas leur raisonnement plus avant. Par contre, leur article présente des résultats expérimentaux intéressants quant au contenu spectral de l'émission acoustique. Nous y reviendrons plus loin.

Plus tard, Clavin et Siggia [22] reprennent, de façon indépendante, l'approche précédente et retrouvent la formule 1.12 mais avec $\rho_\infty/c_\infty \approx \rho_b/c_b$. En effet, ils se placent dans la géométrie d'une flamme sphérique en moyenne, alimentée en son centre par un écoulement de gaz frais turbulent et entourée de gaz brûlés. En s'appuyant sur les travaux de Kerstein [37], à partir d'une analyse fractale du front de flamme, Clavin et Siggia modélisent le terme $\overline{\dot{S}^2}$ de l'équation 1.12.

Ils supposent que l'écoulement de gaz frais est le siège d'une turbulence homogène et isotrope. Selon la théorie de Kolmogorov cette turbulence est caractérisée par un ensemble de tourbillons de tailles l_i comprises entre l'échelle de Kolmogorov⁷ l_k et l'échelle intégrale l_I . À chaque échelle correspond une fluctuation de vitesse u'_i et un temps de retournement $t_i = l_i/u'_i$. Ils supposent que le temps de transit dans la flamme est bien plus petit que le temps de retournement à l'échelle de Kolmogorov, $t_L/t_k \ll 1$, et que la fluctuation de vitesse turbulente à l'échelle intégrale est bien plus grande que la vitesse de flamme, $u'_I/U_L \gg 1$. La première condition implique que $d_L/l_k \ll 1$ ⁸, la flamme turbulente a donc localement une structure de

6. L'expression originale de Abugov et Obrezkov [1] comportait un facteur 8π au lieu du facteur 4π habituel. Cela n'étant pas justifié a priori, nous avons préféré rétablir le facteur 4π pour présenter leur résultat.

7. L'échelle de Kolmogorov correspond à l'échelle de turbulence où a lieu la dissipation visqueuse; elle est définie par le nombre de Reynolds $Re = u'_k l_k / \nu = 1$.

8. Le temps de transit dans la flamme est défini par $t_L = d_L/U_L$, et le temps de retournement à l'échelle de Kolmogorov par $t_k = l_k/u'_k$, d'où $t_L/t_k = (d_L u'_k)/(U_L l_k)$. Dans les gaz, tous les

flamme laminaire ; il s'agit du régime des flammes plissées. La deuxième condition implique que la turbulence est suffisamment intense pour plisser très fortement la flamme. On peut remarquer que Clavin et Siggia ne considèrent pas les poches de gaz frais qui se forment dès que $u'_I > U_L$. La formation ou la disparition de poches résulte en effet d'une combustion très rapide du mélange combustible, sur un temps caractéristique de l'ordre du temps de transit dans la flamme laminaire. L'émission du son par les poches nécessite une modélisation particulière dont nous parlerons plus loin.

En supposant que le temps d'interaction d'un vortex avec la flamme est égal à son temps de retournement, les plissements du front de flamme de taille $l_i < l_I$ sont dus uniquement aux tourbillons de même taille. La loi d'échelle de Kolmogorov implique une hiérarchie des échelles de plissement du front de flamme, caractéristique d'un objet fractal. L'analyse de Clavin et Siggia montre que, dans un volume « intégral » de taille l_I^3 on a,

$$\overline{\dot{S}_I^2} \approx \overline{S_I}^2 \sum_{i=0}^{n-1} \omega_i^2 \left(\frac{l_I}{l_i} \right)^{-7/3}, \quad (1.13)$$

S_I définissant la surface de flamme contenue dans le volume intégral et ω_i l'inverse du temps de retournement d'un tourbillon. Une analyse dimensionnelle montre que

$$\omega_i = \frac{1}{t_i} = \frac{u'_i}{l_i} = \epsilon^{1/3} l_i^{-2/3} = \frac{u'_I}{l_I} \left(\frac{l_I}{l_i} \right)^{2/3}, \quad (1.14)$$

où $\epsilon = u'_I{}^3/l_I$ est le taux de dissipation d'énergie par la turbulence. En remplaçant l'expression de ω_i dans 1.13 on obtient,

$$\overline{\dot{S}_I^2} \approx \overline{S_I}^2 \left(\frac{u'_I}{l_I} \right)^2 \sum_{i=0}^{n-1} \frac{l_i}{l_I}. \quad (1.15)$$

Avec $l_i = l_I/2^i$, la somme qui apparaît dans cette équation converge vers 2 dès que $n \geq 4$.

En introduisant 1.15 dans l'équation 1.12, Clavin et Siggia obtiennent la puissance acoustique, P_I , rayonnée par un volume élémentaire de taille l_I^3 . Une flamme étant composée de V_B/l_I^3 volumes élémentaires statistiquement indépendants, où V_B est le volume balayé par la flamme au cours du temps, la puissance acoustique totale est $P = P_I V_B/l_I^3$. De plus, la surface de flamme étant une quantité extensive,

coefficients de diffusion sont du même ordre de grandeur, donc, selon la définition de l'échelle de Kolmogorov on a $u'_k l_k = \nu \approx D_{th}$. L'épaisseur de flamme étant définie par $d_L = D_{th}/U_L$, où D_{th} est le coefficient de diffusion thermique, il vient $u'_k l_k \approx U_L d_L$ et au final $t_L/t_k = (d_L u'_k)/(U_L l_k) \approx (d_L/l_k)^2 \ll 1$.

on peut exprimer S_I en fonction de la surface totale, $S = S_I V_B / l_I^3$. La puissance totale rayonnée par la flamme s'écrit finalement,

$$P = \frac{2\rho_b}{4\pi c_b} (E - 1)^2 U_L^2 \overline{S}^2 \left(\frac{u'_I}{l_I} \right)^2 \frac{l_I^3}{V_B}. \quad (1.16)$$

La présence du terme l_I^3/V_B dans l'équation 1.16 est troublante car on s'attendrait plutôt à voir apparaître son inverse. Une interprétation physique simple est possible si l'on suppose que $V_B \approx \overline{S} l_I$, et que l'on pose $f_c \approx u'_I/l_I$, où f_c est la fréquence caractéristique des fluctuations. Dans ce cas, l'équation 1.16 donne $P \propto f_c^2 \overline{S} l_I^2$. Cette expression peut être obtenue directement à partir de l'équation 1.12, en supposant que $\overline{\dot{S}^2} \approx f_c^2 \overline{S(t)S(0)} \approx f_c^2 \overline{S} l_I^2$. Le terme $l_I^3/V_B \approx l_I^2/\overline{S}$ est donc lié à la décorrélation des fluctuations de surface de flamme pour des distances supérieures à l'échelle intégrale.

Les expériences de Belliard [7] montrent que la relation 1.16 prévoit correctement l'ordre de grandeur de l'intensité acoustique rayonnée par une flamme de brûleur prémélangée si $u'/U_L > 10$ et $l_I/d_L > 100$. Cette deuxième condition assure l'existence d'une gamme d'échelles, capables de plisser le front, suffisamment large pour que l'analyse fractale soit valable. Par contre, comme pour la théorie de Strahle [78], la puissance théorique est 10 à 100 fois plus faible que la valeur mesurée lorsque la turbulence est moins intense ($u'_I/U_L < 10$).

Le modèle de Clavin et Siggia fournit également la forme du spectre de fréquence du bruit, une quantité jusqu'alors ignorée. En effet, en éliminant l_i dans l'équation 1.15, à l'aide de la relation 1.14, et en transformant la somme en intégrale, sachant que $l_{i+1} = l_i/2$, on obtient,

$$\overline{\dot{S}^2} \approx \overline{S}^2 \int \omega^{-5/2} d\omega. \quad (1.17)$$

Cette expression fournit le spectre de puissance acoustique

$$\frac{dP}{d\omega} \propto \omega^{-5/2}. \quad (1.18)$$

Abugov et Obrezkov [1] avaient observé cette loi pour des flammes turbulentes de propane-air enrichies en oxygène. Leurs mesures font apparaître des spectres acoustiques dont l'amplitude augmente jusqu'à une valeur maximale, à une fréquence caractéristique f_c , puis décroît ensuite comme $f^{-5/2}$. Pour les flammes riches, ils observent que f_c varie comme la vitesse de flamme, ce qui n'est pas prévu par le modèle de Clavin et Siggia.

Pour des flammes de propane-air pauvres ($\phi < 0,9$) et très riches ($\phi > 1,6$), Belliard [7] mesure également un spectre acoustique qui décroît avec un exposant proche de $-5/2$. Cependant, elle note que le spectre s'étend jusqu'à des fréquences trois fois plus grandes que l'inverse du temps de transit qui, selon l'analyse de

Clavin et Siggia, correspond à la fréquence maximale du bruit. Cela pourrait être dû à l'existence d'échelles de turbulence plus petites que l'épaisseur de flamme. Pour des richesses intermédiaires ($0,9 < \phi < 1,6$), l'exposant diminue jusqu'à une valeur de l'ordre de $-7/2$. Cette variation est le signe d'un changement important dans le processus de combustion. Ces expériences montrent clairement que d'autres mécanismes que celui envisagé par Clavin et Siggia participent à la génération du son. Ils restent à identifier.

En résumé, pour des flammes pauvres et une turbulence intense, la théorie de Clavin et Siggia [22] prédit correctement la puissance acoustique. Pour une faible turbulence, les plissements du front par la turbulence ne sont probablement pas à l'origine du bruit. Dans ce cas, on peut imaginer que le bruit soit toujours lié aux variations de surface de flamme, mais que leur origine se trouve dans un autre phénomène, non pris en compte par Clavin et Siggia.

L'instabilité de Darrieus-Landau [40] est un bon candidat. Comme le soulignent Liñan et Williams [43], cette instabilité hydrodynamique ne peut plus être négligée quand la turbulence est faible. Sa dynamique pourrait être à l'origine de variations de surface importantes. D'autre part, la relation entre le taux de croissance de cette instabilité et la vitesse de flamme pourrait expliquer des variations de la puissance ou du spectre acoustique avec la richesse qui apparaissent dans les expériences.

L'origine du bruit émis à des fréquences supérieures ou égales à l'inverse du temps de transit reste encore assez floue. Il pourrait être associé à des petites échelles de turbulence, cela reste à vérifier. On va voir que la formation de poches sur la flamme est également une source de hautes fréquences.

Bruit hautes fréquences et combustion de poches

Lorsqu'une flamme est fortement plissée par la turbulence, la probabilité pour que deux fronts de flamme se touchent est importante. Cette interaction conduit à une rapide annihilation des fronts de flamme et au détachement de poches de gaz frais, qui se consomment elles aussi, peu après leur formation. Comme le montrent les expériences de Smith et al. [72], ce phénomène est responsable d'une émission sonore intense pendant un temps très bref ($\approx 0,1$ ms).

Le dispositif conçu par ces auteurs permet de créer artificiellement des poches sur une flamme de prémélange laminaire, stabilisée à la sortie d'un bec Bunsen. Un haut parleur placé dans le tube du brûleur impose une perturbation périodique du champ de vitesse en amont de la flamme et modifie la forme de celle-ci. Au cours d'un cycle, la flamme s'allonge et forme un isthme de gaz frais cylindrique dont le rayon décroît à mesure que la flamme se propage dans le mélange. Cet isthme finit par disparaître dans un « collapse catastrophique », laissant derrière lui une petite poche de gaz frais. De même, le rayon de cette poche diminue et elle collapse à son tour. Chaque collapse coïncide avec l'émission d'un pic de pression acoustique

intense. Ce pic de pression est attribué à une petite explosion thermique qui se produirait lors du stade final de la combustion.

Des études numériques récentes montrent que l'annihilation de fronts de flamme est précédée d'une interaction thermo-diffusive, puis chimique, qui modifie fortement la structure et la propagation de la flamme laminaire [14, 26]. Juste avant l'annihilation, le raccordement des zones de réaction chimique conduit vraisemblablement à une explosion homogène du mélange réactif. Si tel est le cas, une modélisation de la combustion en terme de surface de flamme, comme celle de Clavin et Siggia [22], n'est plus du tout adaptée au problème.

Afin d'interpréter les expériences de Smith et al. [72], Kidin et al. [38] proposent un modèle d'émission sonore spécifique à la combustion de poches. Leur approche consiste à écrire les équations de conservation intégrées sur un volume de gaz qui brûle de façon homogène. Ces équations sont linéarisées, en considérant des perturbations du premier ordre des paramètres, autour d'un point correspondant au début de la phase explosive (la température est alors de l'ordre de la température de combustion). Kidin et al. obtiennent ainsi le taux de production volumique et, en postulant un rayonnement acoustique monopolaire, ils en déduisent la pression acoustique maximale émise lors du stade final de la combustion d'une poche de volume initial V_p ,⁹

$$p'(r) \approx \frac{\rho_o}{8\pi r} \frac{\mathcal{R}T_b}{E_a} \frac{1}{t_r^2} V_p. \quad (1.19)$$

Dans cette expression \mathcal{R} est la constante des gaz parfaits, T_b est la température de combustion, E_a est l'énergie d'activation de la réaction chimique (typiquement, $E_a/\mathcal{R} \approx 10\,000\text{K}$ pour les réactions de combustion) et t_r est le temps caractéristique de réaction. Il reste à déterminer les quantités t_r et V_p .

Pour cela, Kidin et al. considèrent que l'explosion thermique a lieu lorsque les fronts de flamme sont séparés d'une distance de l'ordre de l'épaisseur de flamme. Dans le cas d'une poche cylindrique de longueur L_p , le volume initial V_p est de l'ordre de $d_L^2 L_p$. En supposant que la température dans ce volume est de l'ordre de la température de combustion, le temps de réaction est de l'ordre du temps de transit dans la zone de réaction chimique d'une flamme laminaire. L'épaisseur de cette zone de réaction est de l'ordre de $(D_{th}/U_L^2)(RT_b/E_a)$ et la vitesse des gaz y vaut $U_b \approx U_L T_b/T_o$, d'où $t_r \approx (D_{th}RT_o)/(U_L^2 E_a)$. En remplaçant t_r et V_p dans l'équation 1.19 il vient,

$$p'(r) \approx \frac{\rho_o}{8\pi r} \frac{E_a}{RT_o} \frac{T_b}{T_o} U_L^2 L_p. \quad (1.20)$$

L'augmentation linéaire de la pression acoustique avec la longueur de la poche est confirmée par les mesures de Kidin et al, effectuées à partir du dispositif ex-

9. Les facteurs géométriques d'ordre unité qui figurent dans l'expression originale de Kidin et al. ont été négligés.

périmental de Smith et al. [72]. La pente mesurée est proche de celle prévue par l'équation 1.20. Cet accord est surprenant car le modèle ne tient pas compte des effets thermo-diffusifs, qui semblent jouer un rôle important dans le mécanisme d'annihilation. L'étude analytique de Wichman et Vance [83] montre en effet que lorsque deux flammes planes se propagent l'une contre l'autre le temps caractéristique d'annihilation est donné par

$$t_{ann} \approx t_L 0,98 Le e^{-0,416\beta(Le-1)}, \quad (1.21)$$

où $\beta = E_a(T_b - T_o)/\mathcal{R}T_b^2$ est le nombre de Zeldovich (typiquement, $\beta \approx 10$) et $Le = D_{th}/D_m$ est le nombre de Lewis (rapport des diffusivités thermiques et moléculaires). Selon cette expression, le temps caractéristique d'annihilation est bien plus petit pour $Le > 1$ que pour $Le < 1$. Comme l'a montré Sivashinsky [70], dans le cas d'une flamme sphérique convergente, il est même possible que pour un nombre de Lewis suffisamment faible, l'annihilation se produise par une extinction au lieu d'une explosion. Dans ce cas, la production volumique serait quasiment nulle, ainsi que la pression acoustique rayonnée. Pour $Le = 1$, la relation 1.21 implique une émission sonore à des fréquences de l'ordre de l'inverse du temps de transit.

Kidin et al. ont proposé de prendre en compte les effets thermo-diffusifs, par l'intermédiaire de la modification de vitesse de flamme liée à la courbure du front. Dans le cas d'une poche sphérique de rayon R , la vitesse de flamme est reliée à la courbure du front par la relation de Markstein [50],

$$-\frac{dr}{dt} = U_L \left(1 + Ma \frac{d_L}{R} \right), \quad (1.22)$$

où le nombre de Markstein, Ma , est un paramètre phénoménologique d'ordre unité. Sa valeur dépend des propriétés thermo-diffusives du mélange réactif¹⁰. En insérant cette expression dans l'équation classique pour la pression rayonnée par un monopole, ils obtiennent

$$p'(r,t) \propto U_L^2 R \left(2 + Ma \frac{d_L}{R} \right) \left(1 + Ma \frac{d_L}{R} \right). \quad (1.23)$$

Selon cette expression, si $R \gg d_L$, l'émission sonore est due uniquement à la variation de surface de flamme à vitesse de flamme constante. Au stade final de la combustion, lorsque $R < Ma d_L$, la pression acoustique augmente fortement à cause de l'augmentation de vitesse de flamme due aux effets thermo-diffusifs. Cependant, lorsque R tend vers zéro la pression tend vers l'infini. Cette singularité n'est pas physique. Elle vient du fait que la diminution de la vitesse de flamme

10. On verra au chapitre 3 que le nombre de Markstein dépend également des effets hydrodynamiques, à travers le coefficient d'expansion volumique.

par épuisement des réactants n'est pas prise en compte. Notons également que l'approche de Markstein [50] n'est valable que pour des petites perturbations de la structure de la flamme laminaire, ce qui n'est pas le cas ici.

En définitive, la combustion finale de poches de gaz frais pourrait expliquer l'émission sonore haute fréquence observée dans certaines expériences. Dans la littérature, deux modélisations différentes ont été proposées pour ce phénomène : l'une en terme de combustion homogène et l'autre en terme de variations de vitesse de flamme par les effets de courbure. Au chapitre 4, on verra que l'émission sonore associée à la formation de poches peut aussi s'expliquer simplement à partir de la variation de surface de flamme laminaire. Notons finalement que dans une flamme turbulente il reste à déterminer quelle fraction du volume est brûlée dans ce type de combustion.

1.3 Étude théorique

Le bruit de combustion est associé aux fluctuations de production volumique. Cette production résulte de la dilatation thermique du gaz, liée au dégagement de chaleur par la réaction chimique, mais aussi d'une dilatation liée à la variation du nombre de moles au cours de cette réaction. Pour la combustion d'un carburant dans l'air, la contribution de la dilatation molaire est faible car les espèces réactives sont diluées dans une grande quantité d'azote. Par contre, dans certaines applications industrielles, comme les flammes de chalumeaux, où le carburant est brûlé dans de l'oxygène pur, la dilatation molaire est loin d'être négligeable comparée à la dilatation thermique ; premièrement parce que les espèces chimiques ne sont pas diluées dans l'azote, et deuxièmement parce que la température de combustion élevée (≈ 3000 K) conduit à des produits de combustion fortement dissociés.

Les théories générales, basées sur les équations de conservation de la mécanique des fluides réactive, telles que celles de [15, 78], ont toujours négligé cet effet. Pour les flammes de prémélange turbulentes, Clavin et Siggia [22] ont calculé la puissance acoustique en se basant sur la formule classique du rayonnement monopolaire. Dans ce cas, la dilatation molaire apparaît implicitement à travers les densités moyennes des gaz frais et brûlés. On propose ici une nouvelle théorie générale, dans l'esprit de celle développée par Strahle [78], permettant de calculer l'émission sonore associée à tout type de combustion non-isomolaire à faible nombre de Mach.

1.3.1 Équation d'onde et solution

L'émission du son par la combustion en phase gazeuse est gouvernée par les équations de conservation suivantes, masse :

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \quad (1.24)$$

impulsion (fluide inviscide) :

$$\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\nabla p, \quad (1.25)$$

énergie :

$$\rho C_p \frac{DT}{Dt} = \dot{Q} + \frac{Dp}{Dt} + \nabla \cdot \mathbf{J}_q \quad \text{avec} \quad \dot{Q} = \sum_i h_i \dot{\omega}_i, \quad (1.26)$$

espèces :

$$\rho \frac{DY_i}{Dt} = \dot{\omega}_i + \nabla \cdot \mathbf{J}_i, \quad (1.27)$$

et l'équation d'état (gaz parfait) :

$$p = \frac{\rho \mathcal{R} T}{W}, \quad \text{avec} \quad W = \left(\sum_i \frac{Y_i}{W_i} \right)^{-1} \quad \text{et} \quad \frac{\mathcal{R}}{W} = C_p - C_v, \quad (1.28)$$

où les variables sont définies dans le glossaire. Dans la mesure où la combustion a lieu dans une région de l'espace qui n'échange ni chaleur ni masse avec le milieu ambiant, les flux diffusifs ne participent pas directement à la dilatation du fluide. Par contre, ces flux peuvent modifier indirectement le taux de production volumique, par exemple, par une variation de la vitesse de propagation dans le cas d'une flamme de prémélange courbée¹¹. Cependant, à l'exception de certains cas pathologiques¹², on s'attend à une contribution à la production volumique totale globalement nulle pour des courbures faibles. Les flux diffusifs seront donc négligés dans la suite.

On peut écrire la conservation de l'énergie sous une forme différente en utilisant la relation

$$dT = dp \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_{\rho, Y_i} + d\rho \left(\frac{\partial T}{\partial \rho} \right)_{p, Y_i} + \sum_i dY_i \left(\frac{\partial T}{\partial Y_i} \right)_{p, \rho, Y_{j \neq i}}. \quad (1.29)$$

11. La vitesse normale d'une flamme courbée est donnée par la formule de Markstein [50] $U_n = U_L \left(1 + Ma \frac{dL}{r} \right)$, où R est le rayon de courbure.

12. Pour une flamme de prémélange turbulente, si l'on suppose que la probabilité pour que le front soit localement convexe ($R > 0$) ou concave ($R < 0$) est la même, l'accroissement de U_n sur une partie convexe est compensée par une diminution sur la partie concave, le bilan de production volumique par variation de vitesse de flamme est donc nul. Par contre, si l'on imagine une flamme de prémélange sphérique qui pulse autour d'un rayon moyen de l'ordre de l'épaisseur de flamme, la courbure étant positive sur toute la surface de flamme, la modification de U_n entraîne une variation de la production volumique indépendamment de la variation de surface.

Les dérivées partielles dans 1.29 peuvent être calculées à partir de l'équation d'état 1.28 ce qui donne,

$$\frac{DT}{Dt} = \frac{T}{p} \frac{Dp}{Dt} - \frac{T}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} - T \sum_i \frac{W}{W_i} \frac{DY_i}{Dt}. \quad (1.30)$$

En remplaçant 1.30 dans 1.26 et en utilisant 1.27 on obtient ainsi :

$$\frac{1}{\gamma p} \frac{Dp}{Dt} - \frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} = \frac{\dot{Q}}{\rho C_p T} + \frac{1}{n} \sum_i \frac{\dot{\omega}_i}{W_i}, \quad (1.31)$$

où $n = \rho/W$ est le nombre de moles par unité de volume. L'interprétation physique du terme $\sum_i \dot{\omega}_i/W_i$ est évidente si l'on remarque qu'il provient d'une dérivée évaluée à masse volumique constante dans l'équation 1.29 et que

$$\frac{Dn}{Dt} = \frac{1}{W} \frac{D\rho}{Dt} + \sum_i \frac{\dot{\omega}_i}{W_i}. \quad (1.32)$$

Ce terme représente le taux de production molaire à masse volumique constante, que l'on le notera :

$$\dot{n}_\rho = \sum_i \frac{\dot{\omega}_i}{W_i}. \quad (1.33)$$

Si l'on néglige la variation du nombre de moles, l'équation 1.31 se réduit à l'expression classique de Strahle [78] dans sa version non-linéarisée et sans flux de chaleur. En l'absence de réaction chimique et dans un milieu homogène, les termes de production \dot{Q} et \dot{n}_ρ sont nuls. Dans ce cas, l'équation 1.31 se ramène à la relation classique des fluides isentropiques compressibles

$$\frac{1}{\gamma p} \frac{Dp}{Dt} - \frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} = 0. \quad (1.34)$$

Dans la région où a lieu la combustion, avec l'hypothèse $M \ll 1$, les variations de pression d'origine acoustique et hydrodynamique, (respectivement d'ordre M et M^2) sont négligeables par rapport aux variations relatives de densité d'ordre unité. L'équation 1.31 donne alors

$$-\frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} = \frac{\dot{Q}}{\rho C_p T} + \frac{\dot{n}_\rho}{n}. \quad (1.35)$$

Cette équation montre clairement que la production volumique par la combustion est due aux dilatations thermique et molaire.

Nous considérons que la combustion a lieu dans une région de l'espace de taille caractéristique $L \ll \lambda$, où l'écoulement est incompressible ($M \ll 1$). Cette région baigne dans un fluide illimité et au repos, où la densité ρ_∞ et la vitesse du son c_∞

sont constantes. Le passage d'une onde acoustique dans ce milieu se traduit par des petites perturbations de pression p' , de densité ρ' et de vitesse \mathbf{v} , ce qui permet de linéariser les équations de conservation sont au premier ordre de ces petites quantités. Dans l'équation 1.31, seul le membre de droite est linéarisé ; le membre de gauche décrit la dynamique du fluide dans la région de combustion où les termes non-linéaires peuvent être importants. En dérivant par rapport au temps de chaque côté de 1.31, et en utilisant les versions linéarisées de 1.24 et 1.25 on obtient,

$$\frac{1}{c_\infty^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \nabla^2 p' = \rho_\infty \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\dot{Q}}{\rho C_p T} + \frac{\dot{n}_\rho}{n} \right). \quad (1.36)$$

Le membre de gauche de cette équation est l'équation d'onde classique qui décrit la propagation du son dans un milieu homogène. Le membre de droite est un terme source qui décrit la génération du son par la combustion.

Cette équation d'onde inhomogène peut être résolue en utilisant la fonction de Green d'espace libre [52]. La taille de la zone de combustion étant bien plus petite que la longueur d'onde acoustique, on assimile le terme source de 1.36 à une distribution de Dirac. La pression acoustique à grande distance de la source $r \gg L$ est alors donnée par

$$p'(r,t) = \frac{\rho_\infty}{4\pi r} \left[\frac{d}{dt} \int_{V_c} \left(\frac{\dot{Q}}{\rho C_p T} + \frac{\dot{n}_\rho}{n} \right) d\tau \right]_{t-r/c_\infty}, \quad (1.37)$$

où l'intégrale porte sur le volume de la zone de combustion. La règle de Leibniz a été utilisée pour transformer la dérivée partielle de l'intégrant en une dérivée totale de l'intégrale, l'intégrant étant nul sur la surface de ce volume. Cette expression montre que l'émission sonore est générée par une production de volume instationnaire, due à la dilatation thermique et molaire. La pression acoustique rayonnée par n'importe quel type de combustion subsonique peut être calculée, si les termes sources peuvent être modélisés.

1.3.2 Application aux flammes de prémélange turbulentes

Afin d'appliquer 1.37 aux flammes de prémélange turbulentes, on utilise 1.35 (en négligeant les flux diffusifs) pour exprimer cette équation sous une forme différente et utile :

$$p'(r,t) = \frac{\rho_\infty}{4\pi r} \left[\frac{d}{dt} \int_V \frac{1}{\vartheta} \frac{D\vartheta}{Dt} d\tau \right]_{t-r/c_\infty} \quad (1.38)$$

$$= \frac{\rho_\infty}{4\pi r} \left[\frac{d}{dt} \int_V \left(\frac{1}{\vartheta} \frac{\partial \vartheta}{\partial t} + \rho \mathbf{v} \cdot \nabla \vartheta \right) d\tau \right]_{t-r/c_\infty}, \quad (1.39)$$

où $\vartheta = 1/\rho$ est le volume massique. Une interprétation physique simple des deux termes apparaissant dans l'intégrant de 1.39 est possible, en évaluant celui-ci dans le référentiel attaché à la flamme. Dans ce cas, la pression acoustique s'écrit,

$$p'(r,t) = \frac{\rho_\infty}{4\pi r} \left[\frac{d}{dt} \int_V \left(\frac{1}{\vartheta} \frac{\partial \vartheta}{\partial \hat{t}} + \rho(\mathbf{v} - \mathbf{D}) \cdot \hat{\nabla} \vartheta \right) d\tau \right]_{t-r/c_\infty}, \quad (1.40)$$

où $\partial/\partial \hat{t}$ et $\hat{\nabla}$ sont respectivement la dérivée temporelle et l'opérateur gradient évalués dans le référentiel mobile et \mathbf{D} est la vitesse locale de la flamme. Le premier terme du membre de droite de 1.40 représente la contribution d'effets locaux purement instationnaires, comme les fluctuations du taux de combustion dues à l'étirement ou à la formation de poches ; le second terme représente la contribution des effets convectifs tels que la création ou la destruction de surface de flamme à vitesse de flamme constante. Notons que le changement du nombre de moles est inclus dans la variation de ϑ avec la masse molaire (voir l'équation d'état 1.28).

Considérons maintenant une flamme de prémélange dans le régime des flammes plissées défini par Peters [55]. Dans ce cas, le volume d'intégration dans l'équation 1.40 est donné par la surface de flamme totale, S , que multiplie l'épaisseur de la flamme laminaire d_L .

Dans le régime de combustion des flammes plissées, toutes les échelles de temps caractéristiques de l'écoulement turbulent, t_i , sont longues comparées au temps de transit dans la flamme laminaire, t_L . Dans 1.40, le terme de dilatation instationnaire du fluide, $1/\vartheta \partial \vartheta / \partial \hat{t} = O(t_i^{-1})$, est donc négligeable comparé au terme convectif, $\rho(\mathbf{v} - \mathbf{D}) \cdot \hat{\nabla} \vartheta = O(t_L^{-1})$. De plus, dans ce régime, l'épaisseur de flamme, d_L , est bien plus petite que la taille caractéristique des tourbillons, l_i . De ce fait, à l'intérieur de la flamme, les gradients dans la direction parallèle au front, $\hat{\nabla}_\parallel = O(l_i^{-1})$, sont négligeables comparés à ceux dans la direction normale, $\partial/\partial n = O(d_L^{-1})$. Avec ces approximations 1.40 se réduit à

$$p'(r,t) = \frac{\rho_\infty}{4\pi r} \left[\frac{d}{dt} \left(S \int_0^{d_L} \rho(\mathbf{v} - \mathbf{D}) \cdot \mathbf{n} \frac{\partial \vartheta}{\partial n} dn \right) \right]_{t-r/c_\infty}, \quad (1.41)$$

où \mathbf{n} représente le vecteur unitaire dans direction normale au front de flamme. L'intégration est effectuée à travers l'épaisseur de la flamme et dn est un élément de longueur dans la direction normale au front. La conservation de la masse donne $\rho(\mathbf{v} - \mathbf{D}) \cdot \mathbf{n} = \rho_o U_L$. Après intégration la pression acoustique devient

$$p'(r,t) = \frac{\rho_\infty}{4\pi r} \left(\frac{T_b W_o}{T_o W_b} - 1 \right) U_L \dot{S}(t - r/c_\infty). \quad (1.42)$$

L'intensité acoustique moyenne rayonnée par la flamme est obtenue en insérant p' dans la formule classique $\mathcal{I} = \overline{p'^2} / \rho_\infty c_\infty$, où la barre dénote une moyenne temporelle :

$$\mathcal{I} = \frac{\rho_\infty}{16\pi^2 r^2 c_\infty} \left(\frac{T_b W_o}{T_o W_b} - 1 \right)^2 U_L^2 \overline{\dot{S}^2}. \quad (1.43)$$

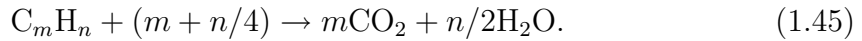
La puissance acoustique, $P = 4\pi r^2 \mathcal{I}$, s'écrit finalement

$$P = \frac{\rho_\infty}{4\pi c_\infty} \left(\frac{T_b W_o}{T_o W_b} - 1 \right)^2 U_L^2 \overline{\dot{S}^2}. \quad (1.44)$$

Ce dernier résultat est similaire à celui obtenu par Clavin et Siggia [22] si l'on suppose que le milieu ambiant est constitué de gaz brûlés. Ce résultat n'avait jamais été obtenu à partir des équations de base de la mécanique des fluides.

1.3.3 Évaluation de la contribution de la dilatation molaire au bruit de combustion

En modélisant la chimie de la combustion par une seule réaction irréversible, globalement exothermique, la combustion stœchiométrique d'un mélange hydrocarbure-oxygène s'écrit formellement :



Dans ce cas, le rapport d'expansion molaire est $(m + n/2)/(1 + m + n/4)$. Ce modèle minimaliste montre que le rapport d'expansion devrait être neutre pour tous les hydrocarbures ayant 4 atomes d'hydrogène. Cependant, avec une cinétique chimique plus réaliste, les gaz brûlés contiennent de nombreuses autres espèces, comme le CO par exemple, et le rapport d'expansion molaire peut être nettement plus élevé. Dans le tableau 1.1, les masses molaires moyennes et les rapports d'expansion molaire, W_o/W_b , ont été calculés pour quelques mélanges hydrocarbure-oxygène utilisés dans les chalumeaux. Dans les conditions stœchiométriques, le rapport d'expansion pour le méthane (4 atomes d'hydrogène) est de 1,24. Le tableau 1.2 donne la composition des gaz brûlés pour une flamme de méthane-oxygène riche. En raison de l'écart à la stœchiométrie et de la dissociation des gaz brûlés, le rapport d'expansion molaire passe à 1,31. Les données numériques pour la température d'équilibre et la masse molaire des gaz brûlés ont été calculées numériquement à l'aide du code CHEMKIN [36], certaines valeurs proviennent de [48].

Afin de montrer l'importance de cette dilatation molaire dans l'émission sonore, nous avons utilisé l'équation 1.44 pour calculer sa contribution à la puissance acoustique. Les résultats sont donnés dans le tableau 1.1. L'approximation isomolaire a été obtenue en posant $W_o/W_b = 1$. Calculé comme un rapport, l'accroissement de la puissance acoustique lié à la dilatation molaire est donné par $\Delta P = [(T_b W_o - T_o W_b)/(W_b(T_b - T_o))]^2$; cet écart est indépendant des détails de $\overline{\dot{S}^2}$. On peut voir que la contribution de la dilatation molaire à la puissance acoustique se situe entre 2 et 5,6 dB pour les exemples donnés ici. De plus, on remarque que la tendance générale est un accroissement, à la fois avec la température des gaz brûlés et avec le nombre d'atomes d'hydrogène dans la molécule de carburant. Il

TAB. 1.1 – *Température adiabatique de combustion, masse molaire moyenne, \overline{W}_u , \overline{W}_b dans les gaz frais et brûlés pour des flammes hydrocarbure-oxygène et contribution de la dilatation molaire à la puissance acoustique.*

	CH ₄		C ₂ H ₄		C ₃ H ₈		C ₄ H ₁₀	
Richesse	1.0	1.25	1.0	2.27	1.0	1.33	1.0	1.44
T_b (K)	3 060	3 053	3 349	3 383	3 102	3 095	3 106	3 079
\overline{W}_u (g/mole)	26.7	25.8	30.3	29.1	34.0	34.5	35.5	36.7
\overline{W}_b (g/mole)	21.5	19.7	23.9	18.2	22.8	20.6	23.0	20.2
ΔP (dB)	2.1	2.6	2.3	4.4	3.8	4.8	4.1	5.6

TAB. 1.2 – *Composition des gaz brûlés et calcul de la masse molaire moyenne, pour un mélange de CH₄/O₂ à une richesse de 1,25.*

Espèces	CO ₂	H ₂ O	CO	H ₂	O ₂	OH	H	O	Total
Frac. mol. X_i (%)	9,0	40,0	20,4	11,8	3,0	7,2	6,4	2,2	100
Masse mol. (g/mol)	44	18	28	2	32	17	1	16	–
$W_i \cdot X_i$ (g/mole)	3,96	7,20	5,71	0,24	0,96	1,22	0,06	0,35	19,7

est clair que ces valeurs ne sont pas faibles. Il est donc nécessaire d'inclure les effets de la dilatation molaire lorsque l'on veut effectuer des prédictions quantitatives de l'émission du son par des flammes prémélangées d'hydrocarbures-oxygène. C'est ce que nous ferons lors de l'étude de la flamme du chalumeau. Par comparaison, cependant, lorsque du butane stœchiométrique est brûlé dans l'air, l'effet de la dilatation molaire est seulement de 0,4 dB (10% d'augmentation) contre 5,6 dB (260% d'augmentation) pour une combustion dans l'oxygène.

1.3.4 Influence du milieu ambiant

L'influence de la température du milieu ambiant sur l'intensité acoustique apparaît à travers le rapport ρ_∞/c_∞ dans l'équation 1.43. Ce rapport varie avec la température comme $T_\infty^{-3/2}$, l'intensité acoustique est donc différente selon la température du milieu ambiant. Le rapport de l'intensité acoustique calculée pour une flamme qui rayonne dans les gaz frais à celle calculée pour une flamme qui rayonne dans les gaz brûlés vaut

$$\frac{\mathcal{I}_o}{\mathcal{I}_b} \approx \left(\frac{T_b}{T_o} \right)^{3/2}. \quad (1.46)$$

Comme généralement $T_b/T_o \approx 6$, cette expression montre que l'intensité acoustique calculée pour une flamme entourée de gaz brûlés est 11 dB plus faible que pour une flamme entourée de gaz frais.

Physiquement, cette différence est due à la nature du fluide près de la source acoustique : la région de combustion agit comme une paroi solide qui pousse le milieu ambiant à la même vitesse indépendamment de sa densité. Ainsi, l'énergie cinétique transportée par l'onde acoustique augmente avec la densité du milieu ambiant.

Dans le cas des flammes de prémélange usuelles, on peut se demander si l'on doit considérer que le milieu ambiant est celui des gaz brûlés (juste en aval du front de flamme) ou celui de l'air ambiant, approximativement à la température des gaz frais, qui se trouve un peu plus loin. Cela dépend en fait de l'épaisseur de la couche de gaz brûlés ainsi que de la direction d'émission. On va voir qu'il en découle une directivité du rayonnement.

1.3.5 Commentaires sur la directivité

L'anisotropie du rayonnement acoustique des flammes de brûleurs pourrait être liée à celle du champ de température du milieu entourant la flamme. Cette anisotropie est illustrée sur la figure 1.8 qui schématise une flamme turbulente accrochée sur un brûleur. La flamme est entourée d'une couche de gaz brûlés à la température T_b , baignant dans l'air ambiant approximativement à la température des gaz frais T_o . La distance entre la flamme et l'air ambiant est notée $d_b(\varphi_m)$, où φ_m représente l'angle azimutal.

Dans l'esprit de la théorie développée précédemment, les ondes sonores apparaissent seulement à des distances de l'ordre de la longueur d'onde. Ainsi, si la couche de gaz brûlés est acoustiquement mince ($d_b \ll \lambda$), le son est généré dans l'air ambiant. Par contre, si la couche de gaz brûlés est acoustiquement épaisse ($\lambda \ll d_b$), le son est généré dans les gaz brûlés ; cela correspond au cas étudié par Clavin et Siggia [22]. Dans le cas d'une flamme turbulente habituelle, les fréquences acoustiques émises par la flamme sont inférieures à 3 kHz et les longueurs d'ondes (> 10 cm) sont plus grandes que l'épaisseur de la couche de gaz brûlés dans la direction perpendiculaire à l'axe du brûleur (≈ 1 cm). On peut supposer que $d_b \ll \lambda$ dans ce plan perpendiculaire, alors que $d_b = \infty$ sur l'axe. La relation 1.46 prévoit une diminution d'intensité de 11 dB sur l'axe, par rapport à la direction perpendiculaire. Cela correspond qualitativement aux observations expérimentales. Cet écart est environ 6 à 7 fois plus grand que celui mesuré expérimentalement par Smith et Kilham [73] (3 dB) ou Shivashankara et al. [69] (4 dB). Cette différence n'est pas très importante comparée à l'écart, 200 fois trop faible, prévu par Strahle [76].

L'émission du son dans les gaz brûlés implique une atténuation des hautes fréquences acoustiques près de l'axe. Si on définit la fréquence caractéristique, $f_b(\varphi_m) = c/d_b(\varphi_m)$, on voit que pour $f \ll f_b(\varphi_m)$ le son est émis dans le milieu ambiant, alors que pour les fréquences $f \gg f_b(\varphi_m)$ il est émis dans les gaz brûlés, avec une intensité bien plus faible. Ce phénomène s'apparente à un filtrage passe bas, la fréquence de coupure étant définie par $f_b(\varphi_m)$. Lorsque la direction d'émis-

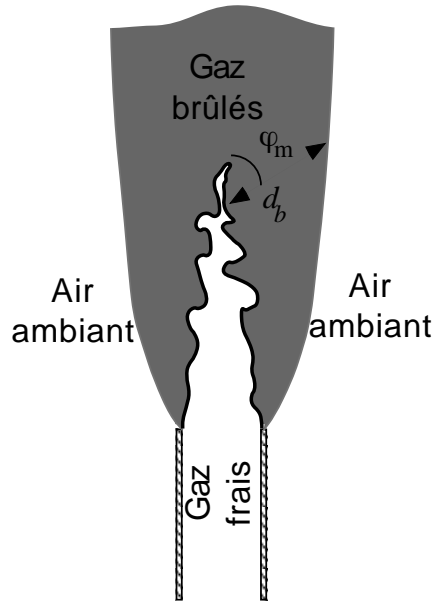


FIG. 1.8 – Représentation schématique des différents milieux acoustiques dans une flamme de brûleur.

sion se rapproche de l'axe, l'épaisseur de la couche de gaz brûlés augmente. La fréquence de coupure doit donc diminuer, atténuant ainsi les hautes fréquences. Un effet similaire est également prévu par Strahle [76] qui ne considérait que l'effet de réfraction produit par les gradients de densité. Shivashankara et al. [69] ont observé expérimentalement que le spectre acoustique pouvait varier dans ce sens. On verra que c'est aussi le cas pour les flammes de chalumeaux.

Remarquons finalement que la vitesse du son à utiliser dans l'expression de f_b n'est pas clairement définie. Tout ce que l'on peut dire, c'est que sa valeur doit se situer entre la vitesse du son dans l'air ambiant et celle dans les gaz brûlés (plus grande d'un facteur $(T_b/T_o)^{1/2} \approx 2$ à 3). Au chapitre suivant, on verra qu'un calcul basé sur la vitesse du son dans les gaz brûlés reproduit mieux les valeurs expérimentales.

L'émission du son dans les gaz brûlés explique certaines des caractéristiques du rayonnement acoustique des flammes de brûleur, et notamment l'ordre de grandeur de la diminution d'intensité sur l'axe. Cependant, cet effet implique un maximum d'intensité dans la direction où la couche de gaz brûlés est la plus fine. En général, cela correspond à une direction vers l'amont (voir figure 1.8) alors qu'expérimentalement le maximum est observé vers l'aval, entre 50° et 80° . D'autre part, la théorie de

Strahle [76] prévoit correctement la position de ce maximum mais pas son intensité. Une description correcte des effets de directivité devrait être possible en prenant en compte, simultanément, l'émission du son dans les gaz brûlés et sa réfraction sur les gradients de densité et de vitesse. Pour cela, il suffirait peut être de reprendre l'étude de Strahle [76] sans l'approximation $c_o/c_b \ll 1$...

1.4 Conclusion

Dans ce premier chapitre, on a vu que la combustion se comporte comme une source acoustique monopolaire. L'intensité du son émis dépend des fluctuations temporelles du taux de production volumique. De manière générale, le problème qui se pose est d'identifier, puis de modéliser les mécanismes qui sont à l'origine de ces fluctuations.

L'étude bibliographique fait ressortir que, pour les flammes de prémélange turbulentes, les fluctuations de production résultent principalement des variations de surface de flamme. Pour une turbulence intense, répartie sur une large gamme d'échelles, grandes devant l'épaisseur de flamme, le modèle de Clavin et Siggia [22] prédit correctement la puissance du bruit associé au plissement du front. Par contre, lorsque la turbulence est faible, ce modèle sous-estime très largement le bruit émis par la flamme. En fait, dans ce cas, d'autres mécanismes non pris en compte, comme l'instabilité de Darrieus et Landau, peuvent participer au plissement du front et générer du son. Le rôle de la combustion rapide de petits volumes de gaz frais, qui se produit lors de la formation ou de la disparition de poches a été souligné. Ce mécanisme pourrait expliquer le bruit haute fréquence observé dans certaines expériences. Il reste encore à savoir quelle est la fraction du volume brûlé dans ce type de combustion.

Par ailleurs, nous avons montré que la variation du nombre de moles au cours de la combustion peut contribuer fortement à l'émission acoustique des flammes turbulentes et ne peut être systématiquement négligée. Partant des équations de conservation des écoulements réactifs, nous avons dérivé l'expression de la pression acoustique rayonnée dans le champ lointain d'une région de fluide compacte où se produit une combustion non-isomolaire à faible nombre de Mach. Les productions volumiques d'origine thermique et molaire apparaissent explicitement. Les évaluations numériques montrent que la contribution de la dilatation molaire à la puissance acoustique se situe entre 2 et 5,6 dB pour les mélanges hydrocarbure-oxygène habituellement utilisés dans les chalumeaux.

Nous avons également donné une formulation dans laquelle les émissions sonores associées à des effets purement instationnaires et purement convectifs apparaissent indépendamment. Cette formulation peut se révéler utile pour l'élaboration de modèles spécifiques. En appliquant cette théorie aux flammes de prémélange turbu-

lentes, dans le régime des flammes plissées, l'expression de Clavin et Siggia [22] a été obtenue pour la première fois à partir des équations de conservation. Cette expression apparaît comme le point de départ pour une modélisation de l'émission du son par des fluctuations de surface de flamme d'origines diverses.

La forte influence de la température du milieu ambiant sur l'intensité du bruit rayonné par la flamme a été soulignée. Un écart de plus de 10 dB est trouvé entre les intensités acoustiques calculées à la température des gaz frais et brûlés. Associé à la propagation du son dans les gradients de densité, décrite par Strahle [76], cet effet pourrait permettre une description correcte de la directivité du rayonnement acoustique des flammes de brûleur.

Chapitre 2

Étude de la flamme du chalumeau

Ce chapitre est consacré à l'étude des mécanismes d'émission sonore par la flamme du chalumeau.

Le dispositif expérimental et les diagnostics utilisés sont tout d'abord décrits, puis les caractéristiques détaillées du rayonnement acoustique de cette flamme sont présentées. On verra notamment que les fluctuations de production volumique du dard sont entièrement responsables du bruit émis. Les différents mécanismes pouvant être à l'origine de ces fluctuations sont analysés. Après avoir montré que l'interaction de la flamme avec la turbulence de l'écoulement joue un rôle mineur, on examinera plus particulièrement le rôle de l'instabilité de Darrieus-Landau et celui de la combustion des poches.

2.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé dans cette étude est schématisé sur la figure 2.1. Le chalumeau est fixé verticalement sur une table mobile, dont les déplacements horizontaux et verticaux sont assurés par des moteurs pas à pas, pilotés par un micro-ordinateur. Le programme de pilotage des moteurs est intégré à un logiciel qui gère en même temps les mesures de vitesse par anémométrie laser ; il est ainsi possible d'obtenir des profils de vitesse de l'écoulement en sortie du chalumeau. Une table en granit permet de positionner les bancs de mesures optiques : laser, photomultiplicateur, caméra, lentilles... Une hotte aspirante placée au dessus du chalumeau permet d'évacuer les gaz brûlés produits par la combustion.

2.1.1 Le chalumeau

Le chalumeau étudié est représenté sur la figure 2.2. Il s'agit d'un chalumeau de chauffe SAF[©] de type « Varial-G2 ». Il est constitué d'un manche sur lequel sont

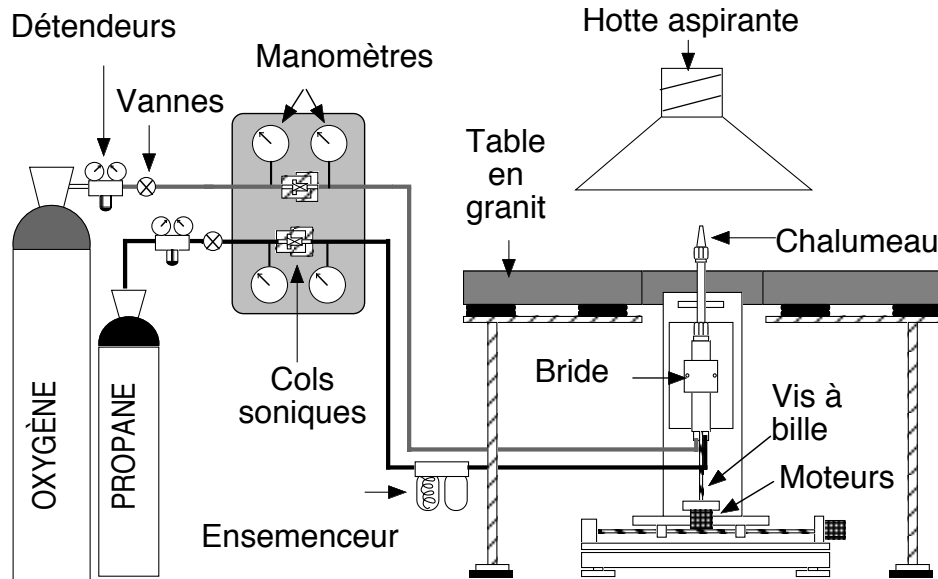


FIG. 2.1 – Schéma du dispositif expérimental utilisé pour l'étude du chalumeau.

placées les entrées de gaz et les robinets de régulation de débit, d'une lance coudée et d'une buse. On distingue les buses monodard, ne comportant qu'un seul orifice, des buses multidards qui en comprennent plusieurs; nous avons utilisé une buse monodard de diamètre de sortie $d = 3$ mm. La présence d'un seul orifice simplifie non seulement la géométrie de la flamme mais facilite aussi les diagnostics (mesures de vitesse en sortie de buse et visualisations de la flamme). De plus, les ingénieurs d'Air Liquide ayant déjà observé que, pour des conditions de mélange identiques, les buses multidards sont moins bruyantes que les buses monodard, nous avons décidé d'un commun accord d'étudier ces dernières en priorité.

Le chalumeau produit un mélange oxygène-carburant qui alimente une flamme de prémélange accrochée en sortie de buse. Le mélange de gaz s'effectue dans la lance. L'oxygène y est introduit par un injecteur central et le carburant par des injecteurs périphériques. Chaque injecteur est une section convergente. Le débit d'oxygène est contrôlé par un robinet qui déplace un pointeau obstruant plus ou moins l'orifice de l'injecteur. Le pointeau du robinet de carburant est placé en travers de la conduite, en amont des injecteurs. La lance est constituée d'un tube cylindrique dont le diamètre interne, de 3 mm au niveau des injecteurs, passe à 8 mm par un divergent de 8° d'angle. À l'extrémité de cette lance, un pas de vis externe permet de visser la buse de sortie sur laquelle vient s'accrocher la flamme de prémélange en forme de dard. Afin de faciliter la fixation du chalumeau sur la table de déplacement, la lance coudée d'origine a été remplacée par une lance rectiligne

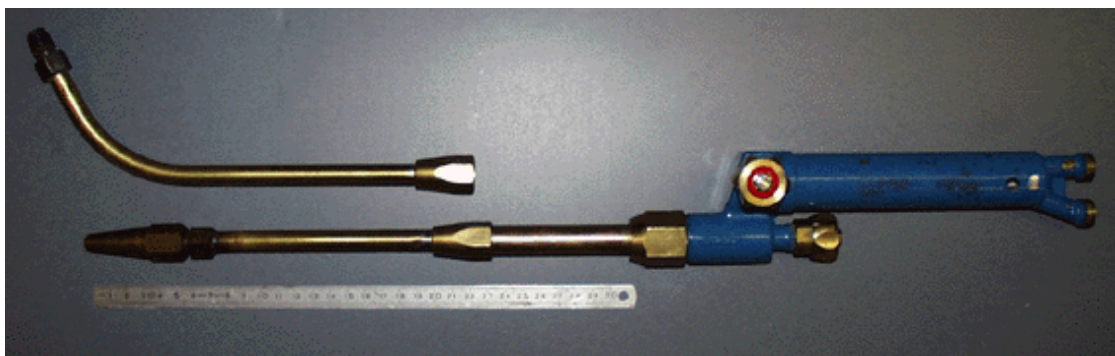


FIG. 2.2 – Le chalumeau de chauffe « Varial-G2 », muni de la lance rectiligne. La lance coudée d'origine est placée à côté. Un triple décimètre donne l'échelle de l'image.

(figure 2.2). Comme on a pu le vérifier, cette modification est sans incidence sur l'émission sonore du chalumeau.

2.1.2 Alimentation en gaz

Parmi les différents carburants utilisés habituellement dans les chalumeaux, nous avons choisi le propane, car les flammes propane-oxygène s'avèrent plus bruyantes que celles d'autres mélanges, comme l'acétylène-oxygène par exemple.

Le chalumeau est alimenté en propane et en oxygène par deux circuits indépendants, comprenant chacun une bouteille de gaz et un système de mesure du débit par col sonique (voir figure 2.1). Les cols soniques permettent de contrôler avec précision les débits de gaz en amont du chalumeau ; les robinets pointeaux ont donc été laissés grands ouverts.

L'oxygène est stocké dans une bouteille de 10 m³ pressurisée à 200 bars. Un détendeur fixé sur la bouteille régule la pression entre 0 et 6 bars. Le débit de gaz est contrôlé par l'intermédiaire d'un col sonique, placé dans un support entre le détendeur et le chalumeau. Deux manomètres de Bourdon (0-6 bars) mesurent les pressions relatives en amont et en aval du col. Lorsque la pression absolue en amont est supérieure à deux fois la pression absolue en aval, l'écoulement est sonique au col. Le débit massique Q/ρ est alors [41] :

$$\frac{Q}{\rho} = p S_{col} \sqrt{\frac{\gamma W}{RT}} \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{1+\gamma}{2(\gamma-1)}}, \quad (2.1)$$

où S_{col} est la section du col sonique et p la pression absolue en amont (somme de la pression relative, lue au manomètre, et de la pression atmosphérique). Le débit est régulé en variant la pression amont à l'aide du détendeur et, au besoin, en changeant

TAB. 2.1 – Vitesses débitantes en sortie de buse correspondant aux débits de mélange étudiés. (*) conditions nominales d'utilisation.

Q (l/min)	15	20	25	30	35	40*
$4Q/\pi d^2$ (m/s)	35	47	58	71	82	94

le diamètre du col sonique. Pour éviter les risques d'auto-inflammation dans la conduite d'oxygène, tout le circuit d'alimentation est soigneusement dégraissé.

Le propane, également fourni par Air Liquide, est stocké dans une bouteille de 6 m³ depuis laquelle il est obtenu directement à la pression de vapeur saturante. Son débit est contrôlé par l'intermédiaire d'un ensemble détenteur, col sonique et manomètres, identique à celui utilisé pour l'oxygène. Un atomiseur de type Devilbiss, placé entre le col sonique et le chalumeau, ensemece l'écoulement avec de fines gouttelettes d'huile de silicone, nécessaires aux mesures de vitesse de l'écoulement par anémométrie laser. Une vanne permet de court-circuiter cet ensemeceur.

Points de fonctionnement et données numériques

Le point de fonctionnement nominal du chalumeau, préconisé par Air Liquide, pour un mélange propane-oxygène est une richesse $\phi = 1,33$ et un débit correspondant à 80 % du débit de soufflage¹, soit $Q = 40$ l/min (avec la buse de 3 mm de diamètre). Toutes les mesures sont effectuées dans ces conditions, ainsi qu'aux richesses $\phi = 1,05$ et $\phi = 1,6$, et à des débits plus faibles, afin d'étudier l'influence de ces deux paramètres sur l'émission sonore.

Les vitesses débitantes correspondant aux différents débits étudiés sont récapitulées dans le tableaux 2.1. Pour les trois richesses, les données numériques utiles sont regroupées dans le tableau 2.2. Les vitesses de flamme données par Air Liquide [48] sont mesurées par la méthode de Gouy. Le programme CHEMKIN [36] a permis de calculer la température de combustion d'équilibre et la masse molaire des gaz brûlés. Le facteur d'expansion, utilisé pour le calcul de la puissance acoustique, prend en compte la variation du nombre de moles au cours de la combustion (voir section 1.3.2).

Incertitude sur les débits et la richesse

Les incertitudes relatives sur le débit et la richesse peuvent être calculées à partir de la formule 2.1. La sensibilité des manomètres étant de 0,05 bars, pour une valeur pleine échelle de 6 bars, la précision maximum sur la mesure de la pression absolue est $\Delta p/p = 0,7\%$. La section des cols soniques est connue avec une

1. Lorsque la vitesse de l'écoulement est trop élevée par rapport à la vitesse de flamme, la flamme se décroche de la buse : on dit qu'elle est soufflée.

TAB. 2.2 – Vitesses de flamme laminaire, températures de combustion, masses molaires moyennes, W_b , W_o , dans les gaz frais et brûlés, et coefficients de dilatation volumique pour le mélange propane-oxygène, aux trois richesses étudiées. (*) conditions nominales d'utilisation.

ϕ	1,05	1,33*	1,60
U_L (m/s)	3,3	2,7	1,9
T_b (K)	3102	3095	3060
W_o (g.mol ⁻¹)	34,0	34,5	34,9
W_b (g.mol ⁻¹)	22,8	20,6	19,0
$E = (T_b W_o)/(T_o W_b)$	15,4	17,3*	18,7

incertitude relative $\Delta S_{col}/S_{col} = 0,5\%$. Selon l'équation 2.1, la précision maximale sur la mesure des débits volumiques est

$$\left(\frac{\Delta Q}{Q}\right)_{\text{Total}} = \left(\frac{\Delta Q}{Q}\right)_{\text{O}_2} = \left(\frac{\Delta Q}{Q}\right)_{\text{C}_3\text{H}_8} = \frac{\Delta p}{p} + \frac{\Delta S_{col}}{S_{col}} = 1,2\%.$$

Et l'incertitude relative sur la richesse du mélange, définie par $\phi = 5Q_{\text{C}_3\text{H}_8}/Q_{\text{O}_2}$, est égale à 2,4%.

2.2 Techniques de mesures

2.2.1 Mesures de pression acoustique

L'émission sonore de la flamme est caractérisée par la mesure de la pression acoustique en champ libre. Cette condition nécessite de s'affranchir des réflexions parasites sur les parois du local de mesure. La solution idéale est de placer le brûleur dans une chambre anéchoïde. Lorsque l'on ne dispose pas d'un tel local, il faut effectuer les mesures en extérieur, loin de toute paroi.

Le dispositif expérimental a été transporté hors du laboratoire, dans un grand jardin, où les mesures ont été faites par un jour sans vent ni humidité. Le brûleur et la table de déplacement étaient placés au centre du jardin. Le plus proche obstacle, à part les bouteilles de gaz et les appareils de mesures, était une haie d'arbustes située à environ 15 m du chalumeau. Par ailleurs, le sol était plat et constitué d'un gazon épais, propice à l'amortissement des ondes sonores.

Le microphone était maintenu par un pied, à la même hauteur que l'extrémité de la buse. L'intersection entre le plan de sortie de la buse et son axe définit l'origine des coordonnées (1,125 m par rapport au sol). La position du microphone par rapport à cette origine est repérée par la distance radiale d_m , l'angle polaire θ_m et l'angle azimutal φ_m (voir figure 2.3). L'angle azimutal pouvait être modifié en inclinant

le chalumeau, à l'aide d'une platine rotative intercalée entre le chalumeau et la table de déplacement. Par ailleurs, un thermocouple placé à côté du microphone permettait de contrôler que celui-ci ne chauffe pas trop lors des mesures effectuées près de l'axe d'éjection des gaz brûlés ($\varphi_m = 0^\circ$).

Lorsqu'on incline le chalumeau par rapport au sol, le panache est légèrement dévié vers le haut par la gravité; l'hypothèse d'axisymétrie du jet n'est donc plus strictement valide. On aurait pu faire l'inverse, c'est à dire déplacer le microphone dans le plan vertical, on a préféré laisser le microphone à une position fixe afin d'avoir des conditions de mesures stables vis à vis des réflexions éventuelles sur le sol.

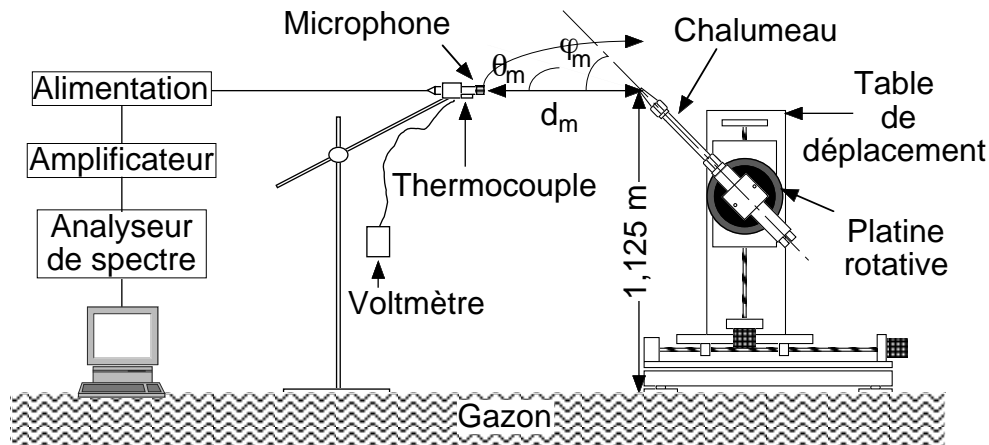


FIG. 2.3 – Schéma du dispositif de mesures acoustiques et de la position du microphone par rapport à la buse du chalumeau.

Chaîne d'acquisition

La pression acoustique est mesurée par un microphone Bruel & Kjaer[©] de $\frac{1}{4}$ pouce (type 4165). Sa sensibilité est de 1,22 mV/Pa. Sa réponse en fréquence est plate jusqu'à 50 kHz. Un préamplificateur, puis un amplificateur de gain réglable relie ce microphone à un analyseur de spectre Solartron[©] (type 1200). Ce dernier calcule la densité spectrale de puissance du signal acoustique entre 0 et 30 kHz. Une interface transfère les données de l'analyseur vers un micro-ordinateur. La densité spectrale d'intensité acoustique est calculée en divisant le spectre de p^2 par l'impédance acoustique de l'air à la température ambiante, soit $\rho_\infty c_\infty = \rho_{air} c_{air} \approx 401 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ($\rho_{air} = 1,18 \text{ kg.m}^{-3}$ et $c_{air} = 340 \text{ m.s}^{-1}$). L'intensité acoustique

totale est obtenue par intégration de la densité spectrale et la puissance acoustique par intégration de l'intensité acoustique sur toutes les directions de l'espace.

Traitement du signal

L'analyseur de spectre calcule le spectre de puissance du signal dans chacun de ses 300 canaux, sur une fenêtre temporelle de durée limitée. La troncature du signal par une fenêtre rectangulaire entraîne l'apparition de lobes latéraux autour de la fréquence correspondante dans le spectre. Une fenêtre de pondération de Hanning est utilisée afin d'éviter cette distorsion. Elle présente toutefois l'inconvénient d'élargir les canaux d'un facteur 1,5. Sur la bande d'analyse 0-30 kHz, la largeur de bande effective de chaque canal est alors de 150 Hz. Cette valeur représente la résolution spectrale de l'analyseur. Notons que l'analyseur applique systématiquement un filtre anti-repliement au signal d'entrée (échantillonnage à 84 kHz et élimination des fréquences supérieures à 30 kHz par un filtre passe-bas).

La pression acoustique étant un signal aléatoire, la mesure de son spectre est soumise à des fluctuations statistiques. Le rapport signal sur bruit est égal à la racine carrée du nombre de segments du signal moyennés (représentatif du temps d'expérimentation). Ici, chaque spectre acoustique résulte d'une moyenne de 1000 segments (contenant chacun 300 échantillons), soit un rapport signal sur bruit de $1000^{1/2} \approx 32$ (15 dB).

Le signal de pression est additionné d'un bruit de fond aléatoire et stationnaire, indépendant du bruit émis par la flamme. Ce bruit, lié à l'environnement, est essentiellement basse fréquence. Il est prépondérant en dessous de 200 Hz, où il représente 75 % du bruit mesuré avec la flamme. Il devient complètement négligeable au delà de 200 Hz, où il n'excède pas 0,5 % du bruit émis par la flamme. Néanmoins, tous les spectres mesurés ont été corrigés de ce bruit de fond en soustrayant son propre spectre de puissance, mesuré en l'absence de flamme et pris sur la même durée d'acquisition.

Conditions de champ libre

Avant de commencer la campagne de mesures, les conditions de champ libre ont été vérifiées. La pression acoustique a été mesurée à différentes distances de la flamme, en déplaçant le microphone radialement. Comme le montre la figure 2.4, la décroissance de l'intensité acoustique est très proche de la loi en d_m^{-2} attendue dans ces conditions. La valeur légèrement inférieure à 2 de l'exposant indique un faible renforcement de l'intensité acoustique par des réflexions parasites. Ces réflexions se font probablement sur le sol.

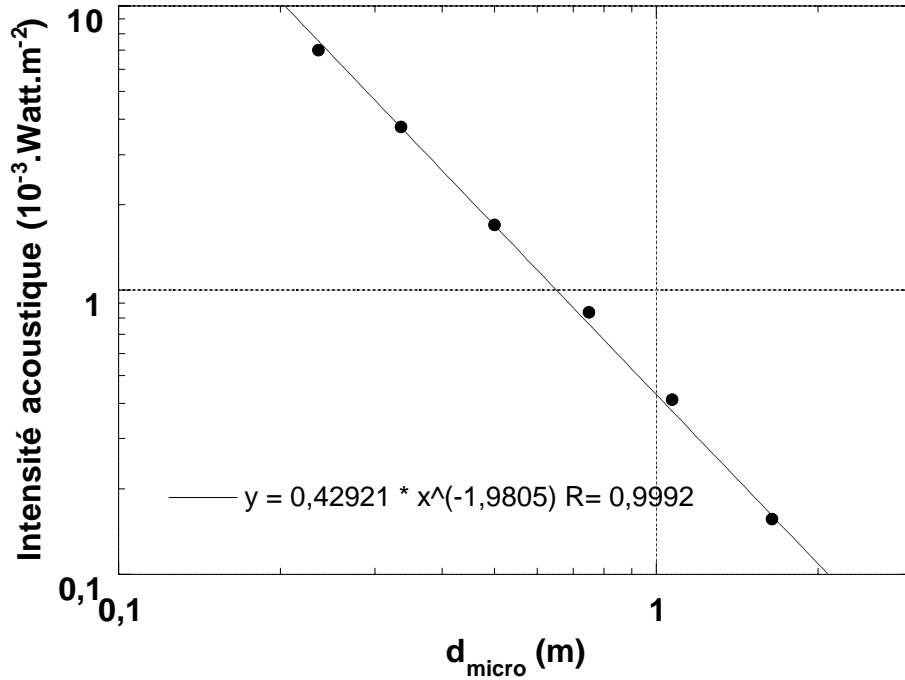


FIG. 2.4 – Flux d'énergie acoustique rayonné par la flamme du chalumeau en fonction de la distance micro-flamme ($\phi = 1,33$ et $Q = 20$ l/min).

2.2.2 Analyse de la chimiluminescence CH* et C₂*

Les mécanismes d'émission sonore sont difficiles à mettre en évidence à partir des mesures acoustiques. Premièrement, parce que les émissions sonores dues aux deux sources potentielles (le dard et le panache) sont indissociables et deuxièmement, parce que la pression acoustique mesurée dans une direction donnée diffère de celle émise en raison des effets de propagation : réfraction sur les gradients de densité et réflexions parasites sur le sol. Nous avons préféré étudier les mécanismes d'émission à partir des fluctuations de la chimiluminescence de la flamme. On suppose que ces fluctuations sont directement proportionnelles aux fluctuations du taux de production, et donc à la pression acoustique émise par la flamme [31].

La méthode optique développée par Hurle et al. [31] a été mise en œuvre pour effectuer ces mesures (voir section 1.1.2). Ces auteurs montrent que la pression acoustique peut s'exprimer en fonction de l'intensité lumineuse émise par les radicaux CH* et C₂* (voir équation 1.7) ; il en est de même pour la puissance acoustique qui s'écrit

$$P = \frac{\rho_{\infty}}{4\pi c_{\infty}} (E - 1)^2 \frac{1}{K^2} \overline{\left(\frac{dI}{dt}\right)^2}. \quad (2.2)$$

Le calcul de cette puissance s'effectue en deux temps. Tout d'abord, une mesure de l'intensité lumineuse moyenne en fonction du débit de mélange fournit la constante de calibration K qui relie linéairement ces deux quantités (cf. équation 1.5). Ensuite, on déduit la puissance acoustique associée de la dérivée temporelle de l'intensité lumineuse émise.

Seule la lumière émise par le dard a été analysée, celle du panache étant éliminée par un filtrage spatial. La puissance acoustique calculée est donc uniquement celle du dard. Une comparaison avec la puissance acoustique donnée par les mesures de pression permet d'estimer les parts respectives de bruit du dard et du panache.

Banc Optique

Le montage optique est représenté sur la figure 2.5. Un système de deux lentilles, de distances focales 200 mm et 300 mm, forme l'image de la flamme sur un filtre spatial avec un grandissement de 1:1. La première lentille est une lentille de champ; son image est formée sur la face avant de l'objectif photo par la seconde lentille. Cette combinaison évite un assombrissement sur les bords de l'image finale. Le filtre spatial permet d'éliminer la partie instationnaire du panache par un masquage rectangulaire ajustable autour du dard. L'efficacité du filtrage est contrôlée en envoyant, à l'aide d'un miroir, l'image filtrée sur une caméra reliée à un moniteur (non représenté sur la figure 2.5). L'image est filtrée dans le domaine spectral par des filtres interférentiels, centrés sur 5149 Å pour le C_2^* (vert) ou 4315 Å (violet) pour le CH^* . La bande passante de ces filtres est de l'ordre de 10 Å. Un objectif photographique de 50 mm focalise ensuite l'image du dard sur la cathode d'un photomultiplicateur RTC[©] (type XP110). Afin que son éclairage soit uniforme, la cathode est placée à 1 mm derrière le plan focal de l'objectif. La sensibilité de la cathode, maximale autour de 4200 Å, s'étend de 3000 Å à 6500 Å, ce qui correspond au domaine d'étude. Enfin, pour limiter les sources de lumières parasites pouvant perturber les mesures, tout le dispositif optique est protégé par des rideaux opaques.

Chaîne d'acquisition

Le photomultiplicateur est alimenté par une tension continue de 500 V qui permet d'obtenir un courant d'anode continu d'environ 20 μA préconisé par le fabricant. Ce courant est transformé en tension par un amplificateur opérationnel. Le signal est enregistré par un oscilloscope numérique Tektronix[©] qui calcule l'intensité moyenne du signal, \bar{I} , et par un analyseur de spectre Solartron[©] qui calcule sa densité spectrale, $S_I(\omega)$. La densité spectrale de dI/dt est obtenue numériquement, en multipliant celle de \bar{I} par ω^2 .

Afin de mesurer la bande passante de la chaîne de mesure, sa réponse impulsionnelle a été testée en envoyant sur le photomultiplicateur une impulsion lumineuse de

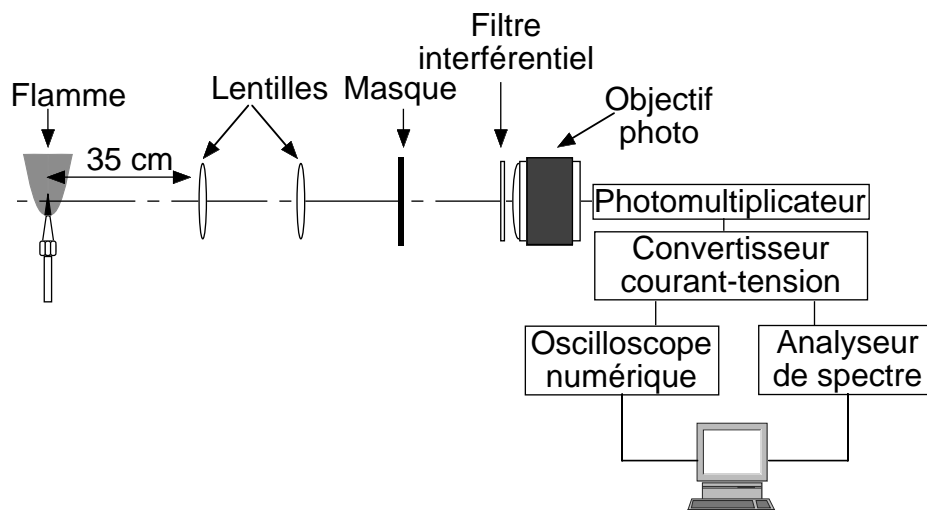


FIG. 2.5 – Schéma de la chaîne de mesures utilisée pour l'étude de la chimiluminescence C_2^* et CH^* .

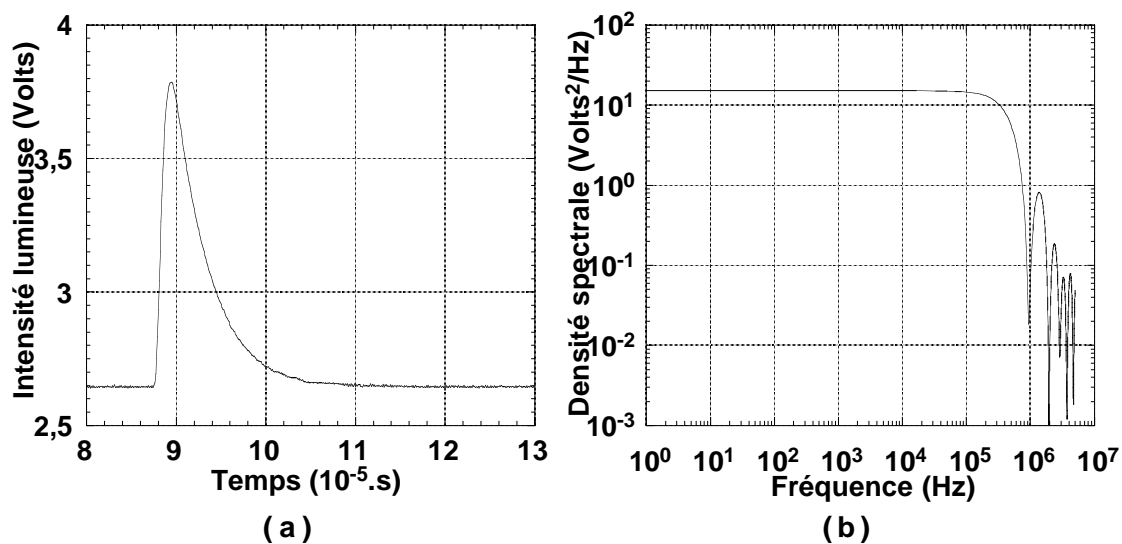


FIG. 2.6 – a) Réponse impulsionnelle de la chaîne de mesure de chimiluminescence, en réponse à une impulsion lumineuse de 10^{-9} s. b) Réponse en fréquence (Transformée de Fourier).

courte durée (10^{-9} s) provenant d'un laser à vapeur de cuivre. Le signal temporel enregistré et sa transformée de Fourier sont représentés sur la figure 2.6. On voit que la réponse en fréquence est plate jusqu'à 100 kHz, ce qui est largement suffisant.

Traitement du signal

Le courant électrique délivré par le photomultiplicateur est la somme du signal lumineux émis par la flamme et d'un bruit. Les causes de ce bruit peuvent être multiples : bruit thermique, bruit de grenaille (ou de photons) ou encore le bruit d'amplification secondaire, lié à l'émission secondaire d'électrons par les dynodes du photomultiplicateur. Afin d'en évaluer l'importance, nous avons mesuré la densité spectrale de dI/dt pour une source de lumière continue ($I = Cte$) fournissant la même intensité moyenne que la flamme. Pour cela, on a simplement utilisé la lumière du jour, son intensité étant modulée en y exposant plus ou moins le photomultiplicateur.

La figure 2.7a montre que la puissance totale de $(dI/dt)_{bruit}$ augmente linéairement avec l'intensité lumineuse moyenne, comme on s'y attend pour un bruit de photon². La densité spectrale associée à ce bruit est constante car c'est un bruit blanc. Le spectre de puissance de $(dI/dt)_{bruit}$ doit donc varier comme ω^2 . La figure 2.7b montre effectivement une variation quasi quadratique de l'amplitude du spectre avec la fréquence. Par conséquent, le bruit de photons entraîne une déformation du spectre à hautes fréquences.

Au delà de 5 kHz, et pour les flammes les plus lumineuses ($Q = 40$ l/min), le rapport du signal de chimiluminescence sur le bruit de photon est supérieur à 500 ; la distorsion du spectre est donc négligeable. Toutefois, pour les flammes les moins lumineuses ($Q = 15$ l/min), ce rapport descend jusqu'à une valeur de l'ordre de 4. Les spectres de chimiluminescence sont corrigés, en leur soustrayant la densité spectrale de $(dI/dt)_{bruit}$, mesurée pour une même puissance totale du signal. Après cette correction, les spectres mesurés à $Q = 15$ l/min présentent toujours une bosse aux fréquences supérieures à 20 kHz (voir figure 2.22). En fait, on verra qu'il s'agit de fréquences associées au processus de combustion, vraisemblablement dues à la formation ou à la destruction de poches, et non d'une distorsion du spectre due au bruit de photons.

Par ailleurs, comme pour les spectres acoustiques, les spectres de chimiluminescence résultent d'une moyenne d'ensemble de 1000 segments décorrélés, contenant chacun 300 échantillons, soit un rapport signal sur bruit (lié aux fluctuations statistiques propres au signal) de $1000^{1/2} \approx 32$.

2. L'intensité lumineuse associée au bruit de photons augmente en racine carrée de l'intensité lumineuse totale. La puissance du bruit (le carré de l'intensité) varie donc linéairement avec l'intensité lumineuse totale.

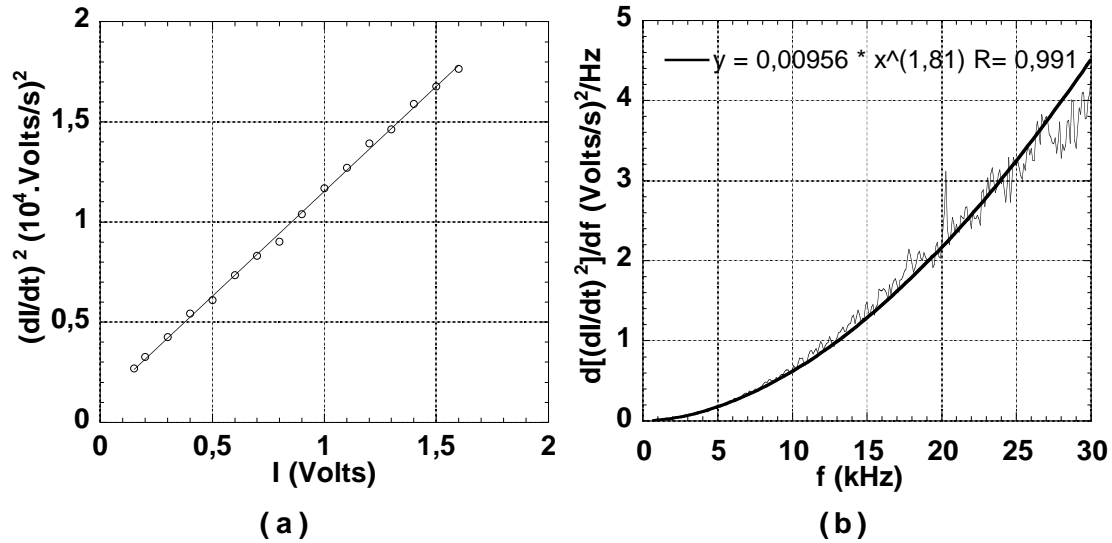


FIG. 2.7 – a) Puissance totale de $(dI/dt)_{\text{bruit}}$ en fonction de l'intensité lumineuse moyenne. b) Densité spectrale de $(dI/dt)_{\text{bruit}}$ pour une intensité lumineuse moyenne de 1,6 volts (correspondant à l'intensité lumineuse maximale de la chimiluminescence de la flamme).

Pour mesurer l'intensité lumineuse moyenne à l'oscilloscope, le signal a été sous-échantillonné à 2 kHz (base de temps de 50 ms/div) ce qui donne un maximum de 4096 points décorrélés. Pendant un temps d'expérimentation de 20 secondes, on a 10 balayages, soit un rapport signal sur bruit d'environ 200. Pour cette mesure, le sous échantillonnage n'est pas un problème puisque l'on ne s'intéresse pas au spectre du signal mais seulement à son amplitude moyenne. En outre, l'intensité moyenne du bruit d'obscurité, mesurée en l'absence de flamme, est soustraite à chaque mesure.

Calibration

La mesure de l'intensité lumineuse moyenne en fonction du débit de mélange permet d'évaluer la constante de calibration, K (voir équation 2.2), pour les trois richesses étudiées.

L'intensité émise par les radicaux C_2^* et CH^* varie linéairement avec le débit (voir figure 2.8). Les droites ne passent pas par l'origine comme on s'y attend. La valeur négative de l'ordonnée à l'origine laisse penser que le photomultiplicateur ne voit pas toute la lumière émise par la flamme. Cela est probablement dû au filtre spatial, qui doit masquer légèrement la base de la flamme. Cela n'est toutefois pas gênant puisque seule la pente de ces courbes nous intéresse. Celle-ci augmente avec la richesse, comme l'avaient observé Hurle et al. [31], et elle est différente pour le C_2^* et CH^* . Par ailleurs, à un même débit de mélange et pour une richesse donnée,

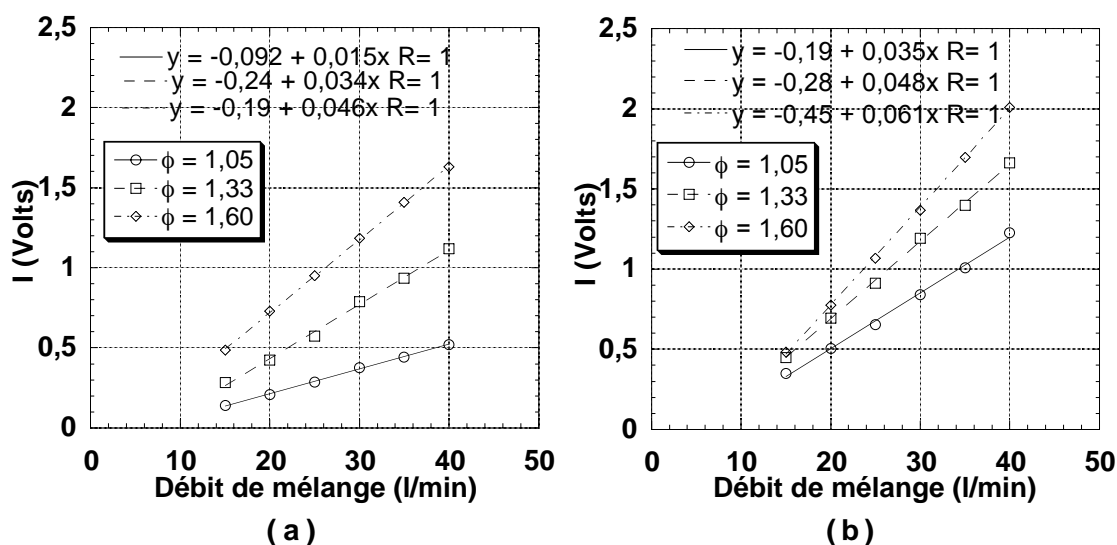


FIG. 2.8 – Intensité lumineuse moyenne émise par le dard dans la bande d'émission des radicaux C_2^* (a) et CH^* (b) aux trois richesses étudiées.

l'intensité lumineuse émise par le C_2^* est plus faible que celle du CH^* .

Connaissant K , l'équation 2.2 permet de calculer la puissance acoustique émise par le dard et sa densité spectrale. Le facteur d'expansion nécessaire à ce calcul est donné dans le tableau 2.2. Rappelons que ce facteur prend en compte la dilatation molaire. Nous avons supposé une émission dans un milieu isotrope constitué de l'air ambiant, soit $\rho_\infty/c_\infty = \rho_{air}/c_{air} = 3,47 \cdot 10^{-3} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}$. L'atténuation de l'intensité acoustique, due à la présence de gaz brûlés autour de la flamme est négligée (voir section 1.3.5).

2.2.3 Mesures de vitesse

L'évaluation du rôle joué par la turbulence dans l'émission sonore nécessite de connaître ses caractéristiques en amont de la flamme. Pour cela, des mesures de vitesse par anémométrie laser doppler en sortie de buse ont été effectuées.

Cette technique consiste à mesurer, par diffusion de la lumière, la vitesse de petites gouttelettes d'huile micrométriques introduites dans l'écoulement ; leur vitesse est égale à celle du fluide, tant que les forces d'inertie sont négligeables³. Le volume de mesure est constitué par un système de franges d'interférences, créé au point de croisement de deux faisceaux lasers cohérents. Une gouttelette de vitesse

3. Des gouttelettes de $1 \mu\text{m}$ de diamètre, comme celles utilisées ici, sont capables de suivre les fluctuations de vitesse de l'écoulement, avec un écart de vitesse inférieur à 1%, jusqu'à des fréquences de 30 kHz.

U qui passe dans ce volume est éclairée alternativement par des franges sombres et brillantes. La lumière qu'elle diffuse est modulée en amplitude à la fréquence U/i_f , où i_f est l'interfrange. Cette distance étant connue, la mesure de la fréquence de modulation fournit la vitesse de l'écoulement.

Banc optique

Le dispositif utilisé pour ces mesures est représenté sur la figure 2.9. Il est composé d'un laser à Argon Spectra physics[©] (type 2016), émettant dans le vert à 514 nm et dans le bleu à 488 nm (seule la composante verte est utilisée), ainsi que d'un banc optique TSI[©].

Le rotateur de polarisation assure que la direction de polarisation de la lumière entrant dans le diviseur de faisceaux reste orthogonale au plan des deux faisceaux sortants. C'est seulement à cette condition que la polarisation de ces faisceaux est identique et cela est impératif pour obtenir un signal de bonne qualité. L'un des faisceaux traverse une cellule de Bragg (modulateur acoustique) qui décale sa fréquence de 40 MHz ; le second faisceau passe dans un compensateur de chemin optique, permettant de préserver la cohérence spatiale entre les faisceaux. Ce décalage en fréquence crée un défilement des franges d'interférences, générant une vitesse moyenne fictive. Cela autorise la mesure des fluctuations de vitesse dans la direction perpendiculaire à l'écoulement où la vitesse moyenne est nulle. Une lentille de focale 250 mm fait converger les deux faisceaux vers leur point de croisement, où se forment les franges d'interférence. La lumière diffusée par les gouttelettes traversant ces franges est finalement focalisée par une lentille sur le photomultiplicateur.

Les franges d'interférence sont orientées perpendiculairement au plan contenant les deux faisceaux laser. Elles sont contenues dans un volume qui a la forme d'un ballon ovale. D'après les caractéristiques de notre système, la distance entre franges, le diamètre et la longueur de ce volume de mesure valent respectivement 2,67 μm , 0,114 mm et 1,19 mm. Le rapport du diamètre sur l'interfrange donne le nombre de franges dans le volume de mesure, soit environ 40 dans cette configuration.

Chaîne d'acquisition

Le signal délivré par le photomultiplicateur passe dans un circuit hétérodyne qui permet de faire varier le décalage en fréquence effectif de la cellule de Bragg entre 0 et 40 MHz. Ce circuit comprend également un filtre passe-bas éliminant la composante continue du signal. Un compteur TSI[©] calcule la fréquence de modulation de ce signal.

A chaque passage d'une gouttelette dans le volume de mesure, le compteur reçoit un signal approximativement sinusoïdal dont le nombre de périodes est égal au nombre de franges traversées. La fréquence moyenne est calculée sur 16 périodes.

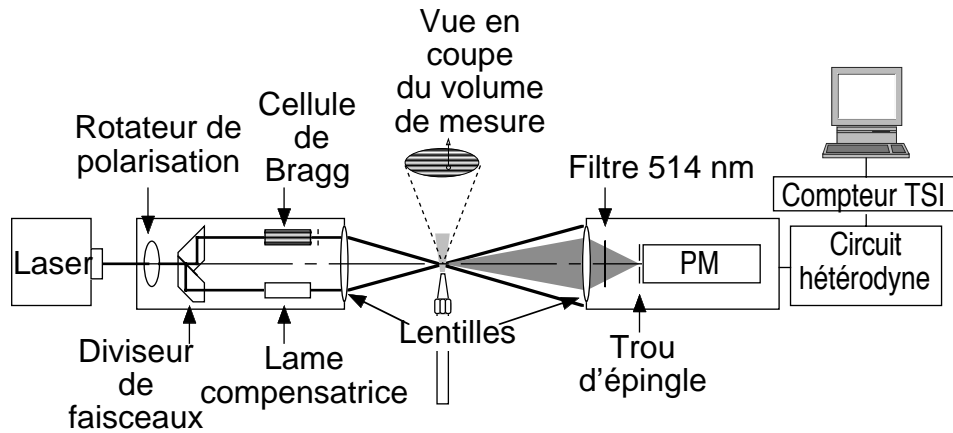


FIG. 2.9 – Schéma de la chaîne de mesure utilisée pour les mesures de vitesse par anémométrie laser.

Avant de valider une mesure, le compteur la compare avec une mesure faite sur les 8 premières périodes. Si l'écart de fréquence est supérieur à 3% la mesure est rejetée. Cela permet d'éviter des mesures faussées par l'arrivée d'une deuxième goutte au cours de la mesure.

Le compteur dispose d'une sortie analogique qui peut être reliée à un analyseur de spectre pour l'étude des spectres de turbulence. La fréquence de coupure de cette sortie (14 kHz) est cependant trop faible pour notre écoulement. En effet, la fréquence de fluctuation la plus faible à laquelle on puisse s'attendre est de l'ordre du rapport de la vitesse moyenne sur le diamètre du brûleur. Avec une vitesse de l'écoulement $30 \text{ m/s} < U < 100 \text{ m/s}$ et un diamètre de buse $d = 3 \text{ mm}$, cette fréquence est comprise entre 10 et 30 kHz. La sortie digitale du compteur dont la bande passante est nettement plus large ($> 100 \text{ kHz}$) a donc été utilisée. Cette sortie est reliée à un micro-ordinateur pourvu d'un logiciel qui acquiert les mesures de fréquences et en fait le traitement statistique : calcul de la vitesse moyenne et des fluctuations r.m.s. Ce logiciel pilote par ailleurs la table de déplacement du chalumeau. En programmant des séquences de déplacement on peut ainsi obtenir aisément des profils de vitesse et de turbulence.

Limitations et sources d'erreur

Deux problèmes majeurs ont limité notre champ d'investigation. Le premier concerne la mesure des spectres de fréquences et le second celle des fluctuations de vitesse r.m.s.

Une des caractéristiques principales de la turbulence est son spectre de fréquence. Pour le mesurer correctement par anémométrie laser, il faut tenir compte

de l'échantillonnage aléatoire inhérent à cette technique (une mesure n'est faite que lorsqu'une gouttelette traverse le volume de mesure). Dans ce cas, le respect du critère de Shanon ne suffit pas à obtenir un spectre non déformé : il faut assurer une fréquence d'échantillonnage supérieure à 10 fois la fréquence la plus élevée dans le spectre [10]. Or, la fréquence de transfert du convertisseur analogique-numérique ne dépasse pas 10 kHz. Celle-ci est plus faible que la fréquence la plus basse attendue dans le spectre (10 à 30 kHz). De ce fait, les caractéristiques spectrales de la turbulence n'ont pas pu être déterminées. Seules la vitesse moyenne et la valeur r.m.s des fluctuations de vitesse ont été mesurées.

La mesure des fluctuations de vitesse axiale est sujette à une autre source d'erreur importante, liée à la résolution spatiale de la mesure. En effet, la taille du volume de mesure (1,19 mm de long) n'est pas très petite par rapport au diamètre de la buse du chalumeau ($d = 3$ mm). Par conséquent, lorsque ce volume est placé près du bord du jet, où il existe de forts gradients de vitesse axiale, il est traversé par des particules de vitesse moyenne très différentes. Il en résulte des fluctuations de vitesse apparentes, qu'il est impossible de distinguer des fluctuations de vitesse réelles. On verra que les mesures de fluctuations de vitesse axiale sont rapidement biaisées par cet effet dès que l'on s'approche des couches limites. Cependant, ce problème n'affecte pas la mesure des fluctuations de vitesse transverse, puisque dans cette direction la vitesse moyenne est nulle.

2.2.4 Analyse d'images

En donnant des informations sur la structure et la dynamique des plissements du dard, l'analyse d'images instantanées contribue à une meilleure compréhension des mécanismes d'émission sonore. Ces images permettent également de mesurer le volume apparent du dard, qui intervient dans le calcul théorique de la puissance acoustique.

Acquisition des images

Les images instantanées sont obtenues en visualisant le dard en émission lumineuse directe, à l'aide d'une caméra CCD intensifiée à obturation rapide Lhesa[©]. Un objectif Olympus[©] de 50 mm, monté sur une bague d'allonge effectue un plan rapproché du dard. Le temps d'ouverture de l'obturateur est de 1 μ s, ce qui permet d'obtenir une image à la fois nette et lumineuse. Une fois enregistrées sur bande vidéo, les images sont digitalisées à l'aide d'une carte d'acquisition FlashPoint[©]. La résolution est de 18 pixels/mm.

Deux images instantanées sont représentées sur la figure 2.10 (ou encore sur la figure 1.5) ; remarquons qu'elles représentent une projection bidimensionnelle du dard et non une vue en coupe. Cependant, le dard étant faiblement tridimensionnel

(il est peu étendu dans la direction perpendiculaire au plan de projection) et ses plissements ayant une structure peu complexe, sa projection représente une bonne approximation d'une coupe bidimensionnelle.

Notons que la cadence d'acquisition maximale de la caméra, 50 images par secondes, est nettement insuffisante pour suivre l'évolution des phénomènes. Deux images successives sont en effet décalées de 20 ms, ce temps est bien plus long que le temps de corrélation associé aux variations de surface du dard. On étudie donc des images décorréelées de manière statistique.

Traitement

La taille caractéristique des plissements du dard est d'abord mesurée. Pour chaque condition de mesure, 100 images décorréelées sont enregistrées. La taille moyenne des structures est déterminée sur chaque image (voir figure 2.10). Cette mesure est bien sûr très subjective. Néanmoins, le fait que la taille des structures soit relativement bien définie permet d'avoir confiance dans les résultats d'un traitement statistique. Les 100 mesures sont présentées sous forme d'histogrammes, où on voit apparaître la taille de structure la plus probable (voir figure 2.31).

Les plissements du dard naissent seulement à partir d'une certaine distance par rapport à la base de la flamme (voir figure 2.10). Afin d'évaluer cette distance, une image moyenne de la flamme est obtenue, en superposant les 100 images instantanées. Chaque image est seuillée puis binarisée. On fixe le niveau binaire à 2 et l'addition des 100 clichés forme une image moyenne de la flamme sur 200 niveaux logiques (figure 2.11). Sur cette image, le niveau 200 (couleur jaune) représente la probabilité de présence maximale de la flamme et le niveau 0 (couleur blanche) une probabilité nulle ; une épaisseur non nulle entre ces deux zones signifie que la position de la flamme est instationnaire. Près de la buse, où la flamme est immobile, cette épaisseur devrait être nulle. Les images étant légèrement bruitées l'épaisseur minimum est en fait de 2 pixels. En allant vers le sommet de la flamme, cette épaisseur augmente lorsque les plissements apparaissent. On considère que la flamme commence à être instable lorsque l'épaisseur à la base a doublé. La hauteur H_{inst} et le diamètre d_{inst} correspondant à cette position sont mesurés. L'analyse de ces quantités permet de mieux cerner l'origine des plissements.

Le calcul de la puissance acoustique émise par le dard à partir du modèle de Clavin et Siggia [22] nécessite de connaître le volume V_B balayé par la flamme au cours du temps (voir formule 1.16). Une coupe de ce volume est obtenue en seuillant l'image moyenne du dard entre les niveaux logiques 10 et 190, correspondant respectivement à une probabilité de présence de la flamme de 5 et 95% (voir figure 2.11). Seule la partie instationnaire de la flamme se trouvant au-delà de H_{inst} est conservée. Une série de dilatations et d'érosions permet de lisser cette image. Le volume V_B est calculé à partir de cette vue en coupe selon la procédure schématisée

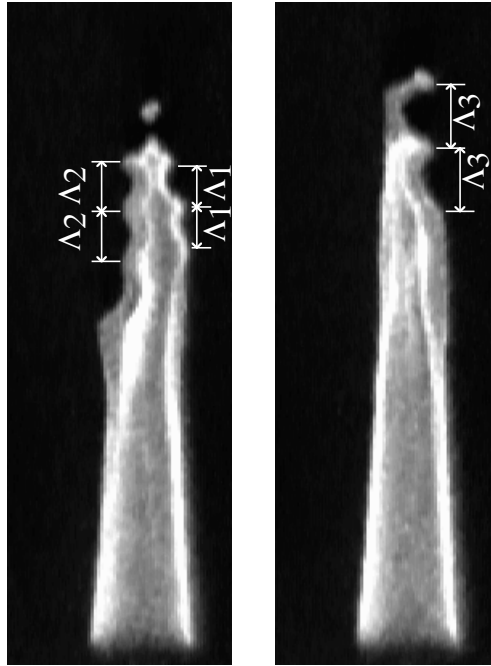


FIG. 2.10 – *Mesure de la taille moyenne des structures sur le dard ($\phi = 1,33$ et $Q = 20$ l/min).*

sur la figure 2.11. Après extraction des surfaces externe et interne de la coupe, le volume correspondant à ces deux surfaces est calculé par intégration (on suppose la flamme axisymétrique). Chaque surface est ensuite décomposée en segments de droite régulièrement espacés d'un pixel ; la longueur de ces segments donne le diamètre des disques élémentaires qui constituent le volume de révolution. Finalement, la soustraction du volume interne au volume externe donne V_B .

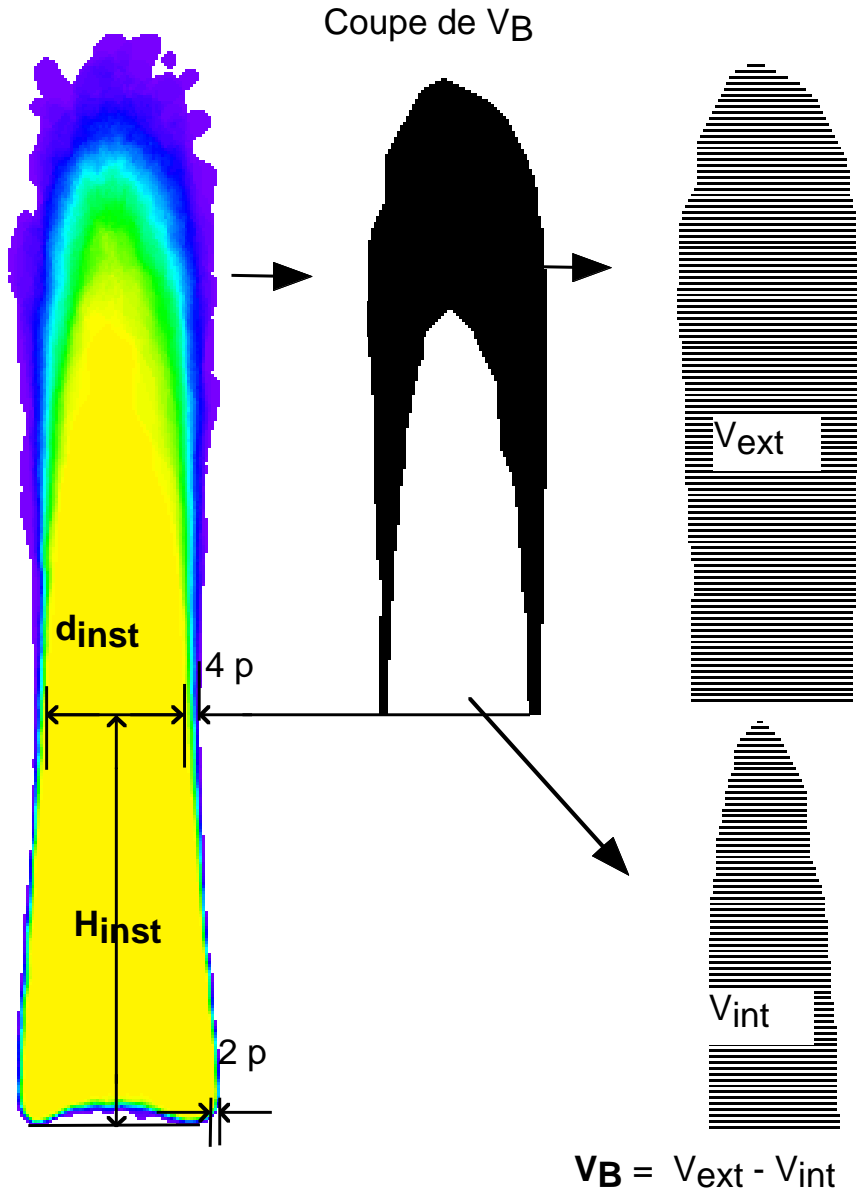


FIG. 2.11 – Mesure de la position pour laquelle les structures apparaissent sur le dard et mesure du volume apparent, à partir d'une image moyenne résultant de la superposition de 100 images instantanées ($\phi = 1,33$ et $Q = 20$ l/min).

2.3 Caractérisation de l'émission sonore

Afin de caractériser l'émission sonore du chalumeau, les résultats des mesures de pression acoustique et des mesures de chimiluminescence sont interprétés. La directivité du rayonnement est d'abord présentée. La puissance acoustique totale en fonction du débit, ainsi que la part de bruit due au dard et au panache, en sont déduites. Une analyse spectrale permet, dans un deuxième temps, de comprendre l'origine de la directivité et de caractériser les mécanismes d'émission sonore.

2.3.1 Directivité du rayonnement

Dans le plan perpendiculaire à l'axe de la buse, l'émission sonore de la flamme est quasi-isotrope (voir figure 2.12a). Cela reflète à la fois le caractère monopolaire de l'émission et la symétrie cylindrique de l'écoulement de gaz brûlés. Par contre,

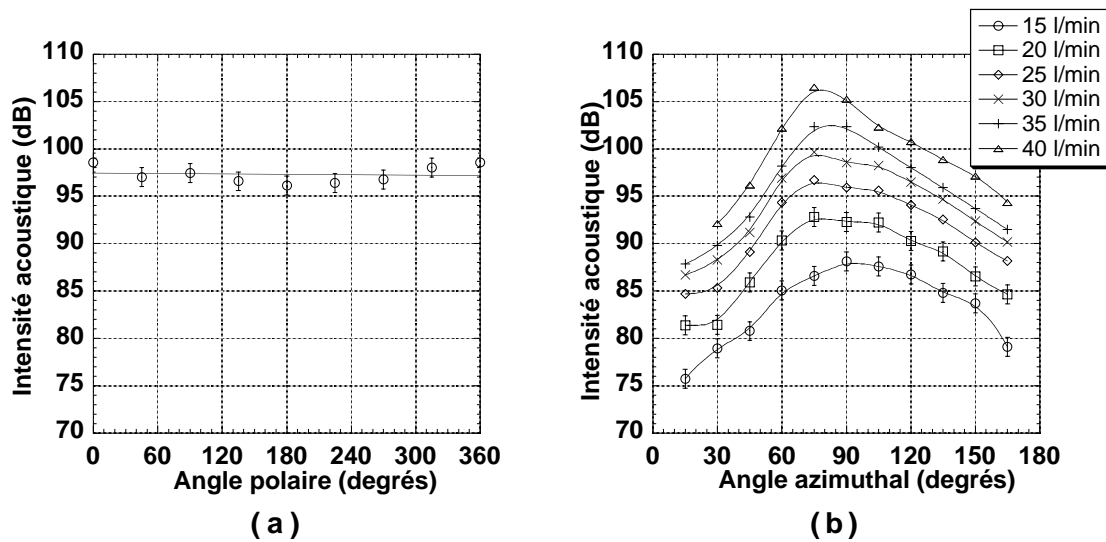


FIG. 2.12 – Intensité acoustique rayonnée par la flamme du chalumeau à la richesse nominale $\phi = 1,33$: (a) en fonction de l'angle polaire ($Q = 30$ l/min), (b) en fonction de l'angle azimutal. Aucunes mesures n'ont été effectuées en $\varphi_m = 180^\circ$, où la flamme est complètement cachée du microphone par le corps du chalumeau; Il n'y a pas non plus de mesures entre 0° et 15° (30° à 40 l/min) à cause de la présence des gaz brûlés. Dans tous les cas $d_m = 0,5$ m.

dans le plan azimutal, la figure 2.12b fait apparaître une directivité très marquée: il existe un écart de 11 à 15 dB entre un maximum d'intensité situé en $\varphi_m = 90^\circ$ (pour $Q = 15$ l/min) ou $\varphi_m = 75^\circ$ (pour les autres débits) et un minimum qui se trouve probablement sur l'axe du chalumeau. En effet, pour $\varphi_m < 70^\circ$, l'intensité

acoustique diminue avec φ_m jusqu'à la dernière mesure effectuée. Du fait de la présence des gaz brûlés, il n'est pas possible de placer le microphone directement en aval.

Les directivités aval et amont⁴ sont assez différentes. En partant du maximum, l'intensité acoustique diminue plus rapidement et plus fortement vers l'aval que vers l'amont. De plus, vers l'aval la réduction d'intensité semble saturer, ce qui n'est pas le cas vers l'amont. On verra que cette dissymétrie s'explique en partie par les effets d'émission du son dans les gaz frais ou brûlés évoqués au chapitre 1. Il en est de même pour la position du maximum à $Q = 15$ l/min, décalée par rapport aux autres débits.

2.3.2 Puissance acoustique

Connaissant la directivité de l'émission, on en déduit la puissance acoustique totale émise par la flamme en intégrant l'intensité acoustique sur une surface sphérique centrée sur la flamme. Compte tenu de la symétrie cylindrique du rayonnement, la puissance acoustique est donnée par la relation

$$P = 2\pi d_m^2 \int_0^{180^\circ} \mathcal{I}(\varphi_m) \sin(\varphi_m) d\varphi_m. \quad (2.3)$$

L'intégrale est transformée en une somme discrète sur les différentes positions azimutales,

$$P = 2\pi d_m^2 \left[\sum_{\varphi_m=15^\circ}^{\varphi_m=165^\circ} \mathcal{I}(\varphi_m) \sin(\varphi_m) \Delta\varphi_m + (\mathcal{I}(0) + \mathcal{I}(180^\circ)) \frac{\Delta\varphi_m^2}{4} \right], \quad (2.4)$$

avec $\Delta\varphi_m = \pi/12$. Les valeurs manquantes de l'intensité à $\varphi_m = 0^\circ$ (15° à 40 l/min) et 180° sont approchées par les valeurs mesurées aux angles les plus proches.

La figure 2.13 montre que, sur la gamme de débits étudiés, la puissance acoustique émise par la flamme augmente avec le débit de mélange selon une loi de puissance. L'exposant de cette loi est égal à 3,79. Si l'on admet que l'incertitude absolue sur la mesure de la puissance acoustique est de l'ordre de 10^{-4} Watts (ce qui correspond à une incertitude relative de 10% à 15 l/min), l'incertitude sur la valeur de cet exposant est de 19 %.

2.3.3 Contribution du dard

On a vu que le bruit émis par la flamme peut avoir deux origines différentes : la flamme de prémélange (le dard) et la flamme de diffusion (le panache). Leurs

4. Les termes aval et amont sont entendus par rapport à la direction de l'écoulement. L'aval correspond à la direction d'éjection des gaz brûlés et l'amont à l'arrière du chalumeau.

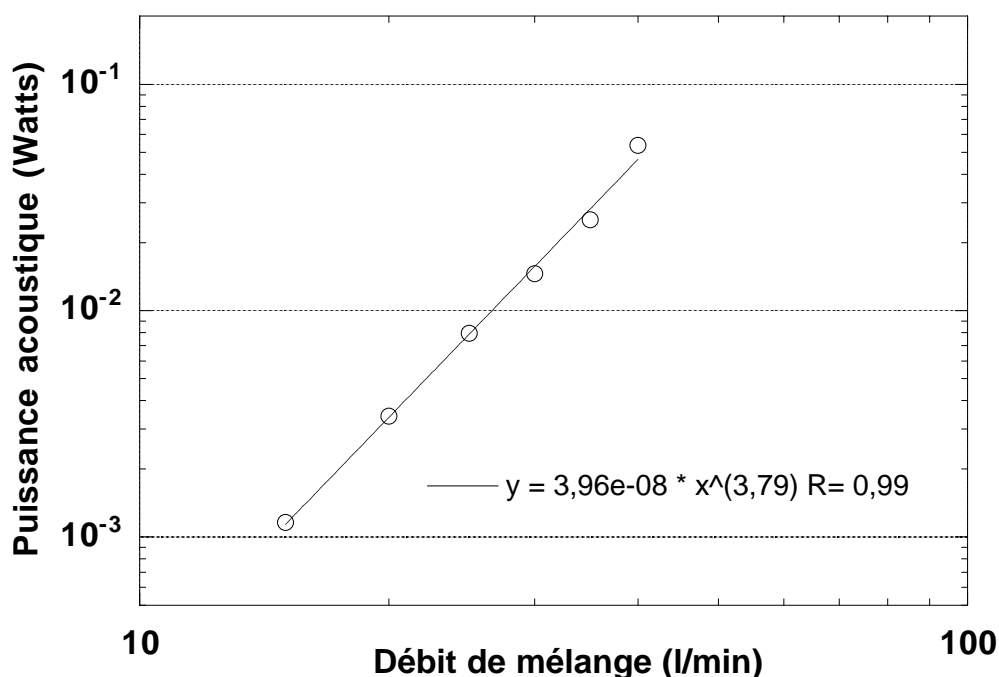


FIG. 2.13 – *Puissance acoustique totale rayonnée par la flamme du chalumeau à la richesse pratique ($\phi = 1,33$) en fonction du débit.*

contributions respectives sont évaluées en comparant la puissance acoustique émise par l'ensemble dard et panache à celle émise uniquement par le dard. La première est donnée directement par les mesures de pression ; la seconde est calculée à partir de l'analyse de la chimiluminescence, en utilisant la procédure présentée dans la section 1.1.2. Ces résultats sont réunis sur la figure 2.14.

On peut remarquer que les résultats donnés par les émissions CH^* et C_2^* sont cohérents : dans les deux cas la puissance acoustique augmente en loi de puissance du débit avec un exposant proche de 4,3 (4,22 pour le C_2^* et 4,45 pour le CH^*). Les valeurs calculées sont toutefois une fois et demi plus élevées pour le C_2^* que pour le CH^* , ce qui donne une idée de l'imprécision de cette méthode de mesure optique.

La comparaison des mesures acoustiques et optiques montre que la puissance acoustique du dard, obtenue à partir de la chimiluminescence CH^* ou C_2^* , est supérieure à celle du dard et du panache réunis. Cela est bien sûr impossible, mais totalement justifié. En effet, le calcul suppose une émission isotrope dans les gaz frais alors que la puissance acoustique mesurée tient compte de la directivité. Le calcul surestime la puissance acoustique, atténuée du fait de la présence des gaz brûlés sur l'axe de la buse (voir figure 2.12b). Si la directivité de l'émission est négligée, en calculant la puissance acoustique uniquement à partir du maximum d'intensité acoustique, les résultats sont plus cohérents (trait pointillé épais sur la

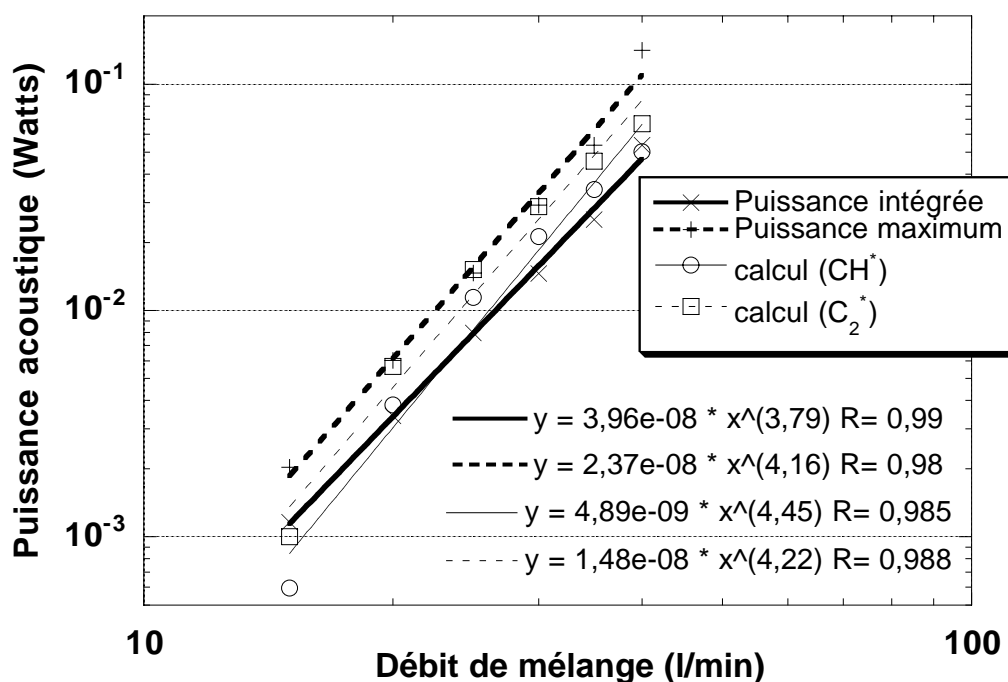


FIG. 2.14 – Comparaison de la puissance acoustique émise par le dard, calculée à partir de la chimiluminescence C_2^* et CH^* , avec la puissance acoustique mesurée. Pour cette dernière, la puissance intégrée prend en compte la directivité du rayonnement, tandis que la puissance maximum suppose une émission isotrope, dont l'intensité est celle du maximum sur le diagramme de directivité (figure 2.12b).

figure 2.14) : de 20 à 35 l/min, la puissance acoustique calculée est du même ordre que celle mesurée ; à 15 et 40 l/min, elle est presque deux fois plus faible.

À 15 l/min, la puissance acoustique du dard est relativement faible et il est possible que le panache soit responsable de la moitié du bruit émis par la flamme. À 40 l/min, le panache devient subitement aussi bruyant que le dard. On l'explique par un masquage trop serré du panache : l'élimination d'une petite partie de la lumière émise par la pointe du dard aurait conduit à sous-estimer sa puissance acoustique. D'autre part, il ne faut pas perdre de vue que les incertitudes sur la mesure optique sont importantes. Un rapport 1,5 est trouvé entre les puissances acoustiques obtenues à partir des émissions CH^* et C_2^* . Un écart d'un facteur 2 entre les mesures acoustiques et les mesures optiques n'est donc pas très significatif.

Si on néglige la directivité du rayonnement acoustique, en posant $P = 4\pi d_m^2 \mathcal{I}(90^\circ)$, on trouve un exposant de 4,16 au lieu de 3,79 pour la loi de puissance. Cette valeur est proche de l'exposant 4,22 obtenu avec la chimiluminescence C_2^* . En premier lieu, cela confirme la cohérence entre les mesures acoustiques et optiques. En second lieu, cela montre que la loi de puissance, reliant directement le débit aux fluctuations de

production volumique du dard, est modifiée par la directivité. L'objectif étant de comprendre les mécanismes qui sont à l'origine de ces fluctuations, on retiendra une valeur de l'ordre de 4,2 pour cet exposant. Néanmoins, pour comparer les résultats avec d'autres expériences, intégrant la directivité du rayonnement, l'exposant 3,79 est plus pertinent.

En définitive, malgré des incertitudes expérimentales importantes, les mesures montrent que la puissance acoustique émise par l'ensemble dard-panache est du même ordre que celle émise uniquement par le dard. Le dard se révèle donc comme la source principale de bruit. On en conclut que l'émission sonore de la flamme du chalumeau est essentiellement due aux fluctuations de production volumique du dard.

2.3.4 Analyse spectrale des effets de propagation

On peut dire que le rayonnement acoustique de la flamme résulte de deux étapes distinctes : l'émission et la propagation du son. Avant d'aborder le problème de l'émission, les effets de propagation sont étudiés à travers les caractéristiques spectrales du rayonnement.

Influence des réflexions parasites

Les spectres acoustiques correspondant aux différentes mesures présentées jusqu'ici, sont regroupés sur les figures 2.15, 2.16 et 2.17. Pour plus de clarté, dans les figures 2.16 et 2.17, les spectres correspondant aux émissions aval ($\varphi_m < 90^\circ$) et amont ($\varphi_m > 90^\circ$) sont portés sur deux graphes différents.

Tous ces spectres partagent une caractéristique commune : la présence de trois larges bosses, centrées autour des fréquences 4 kHz, 10 kHz et 20 kHz. Chacune d'elle est composée de plusieurs pics secondaires, plus étroits, dont la position est indépendante du débit de gaz, de l'azimut (figures 2.16 et 2.17) ou encore de l'angle polaire (figure 2.15a). Par contre, ces pics se décalent si on éloigne le microphone de la flamme (figure 2.15b). Par exemple, le premier et le deuxième pic, initialement situés à 3350 Hz et 5850 Hz, se décalent respectivement à 3850 Hz et 6650 Hz lorsque d_m passe de 23 cm à 2 m. On en conclut que ces pics sont une conséquence des effets de propagation du son, et non pas une caractéristique propre à l'émission de la flamme. Les réflexions parasites sur le sol pourraient en être la cause. La variation de la distance microphone-flamme peut en effet modifier l'amplitude relative des différents pics, à travers la phase entre les ondes réfléchies et directes qui interfèrent au niveau du microphone.

Les mesures optiques, représentatives des fluctuations de production volumique, sont effectuées à la source même de l'émission. Par conséquent, toute différence entre les mesures acoustiques et optiques résulte de ce qui se passe entre l'émission

du son et sa réception. Les spectres de chimiluminescence ne font pas apparaître les larges modulations qui existent sur les spectres acoustiques; ils semblent en fait tracer leur enveloppe (voir figure 2.18). Cela confirme que les modulations des spectres acoustiques sont dues à des effets de propagation, comme, par exemple, les réflexions parasites sur le sol, et non au processus d'émission sonore.

Ainsi, même si les réflexions parasites modifient peu la décroissance quadratique de l'intensité acoustique avec la distance à la source (voir figure 2.4), elles altèrent notablement la forme des spectres. De ce fait, il est difficile de tirer des informations quantitatives quant aux fréquences caractéristiques des mécanismes d'émission sonore à partir des spectres acoustiques. En revanche, ces spectres permettent de comprendre l'origine de la directivité du rayonnement.

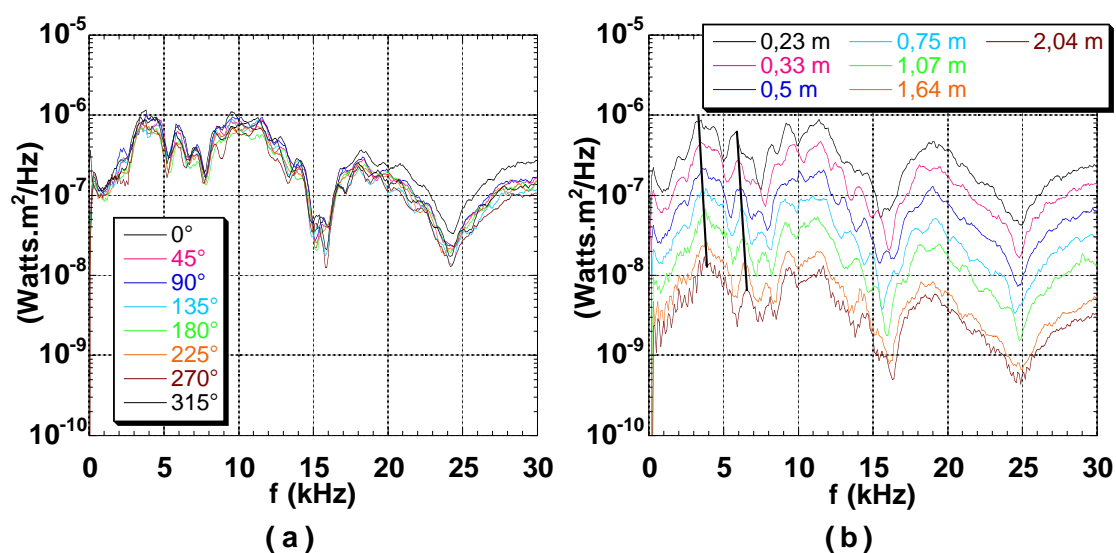


FIG. 2.15 – Densité spectrale de l'intensité acoustique : (a) en fonction de l'angle polaire ($\phi = 1,33$ et $Q = 30$ l/min), (b) en fonction de la distance micro-flamme ($\phi = 1,33$ et $Q = 20$ l/min). Les traits obliques montrent le décalage des pics de fréquence avec la distance.

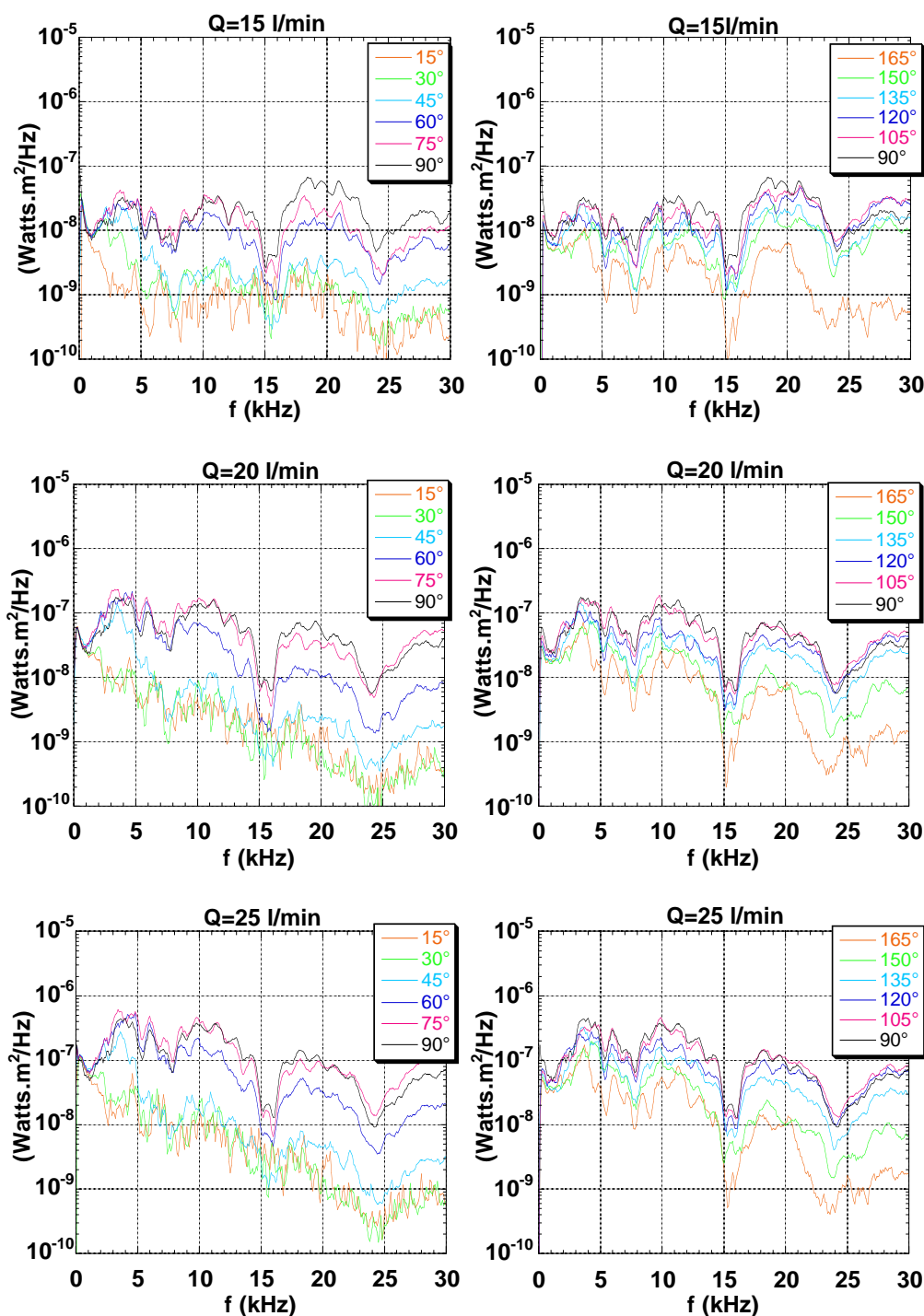


FIG. 2.16 – Densité spectrale de l'intensité acoustique en fonction de l'angle azimutal ($\phi = 1,33$ et $Q = 15$ à 25 l/min). Les graphes de gauche correspondent à $\varphi_m < 90^\circ$ et ceux de droite à $\varphi_m > 90^\circ$.

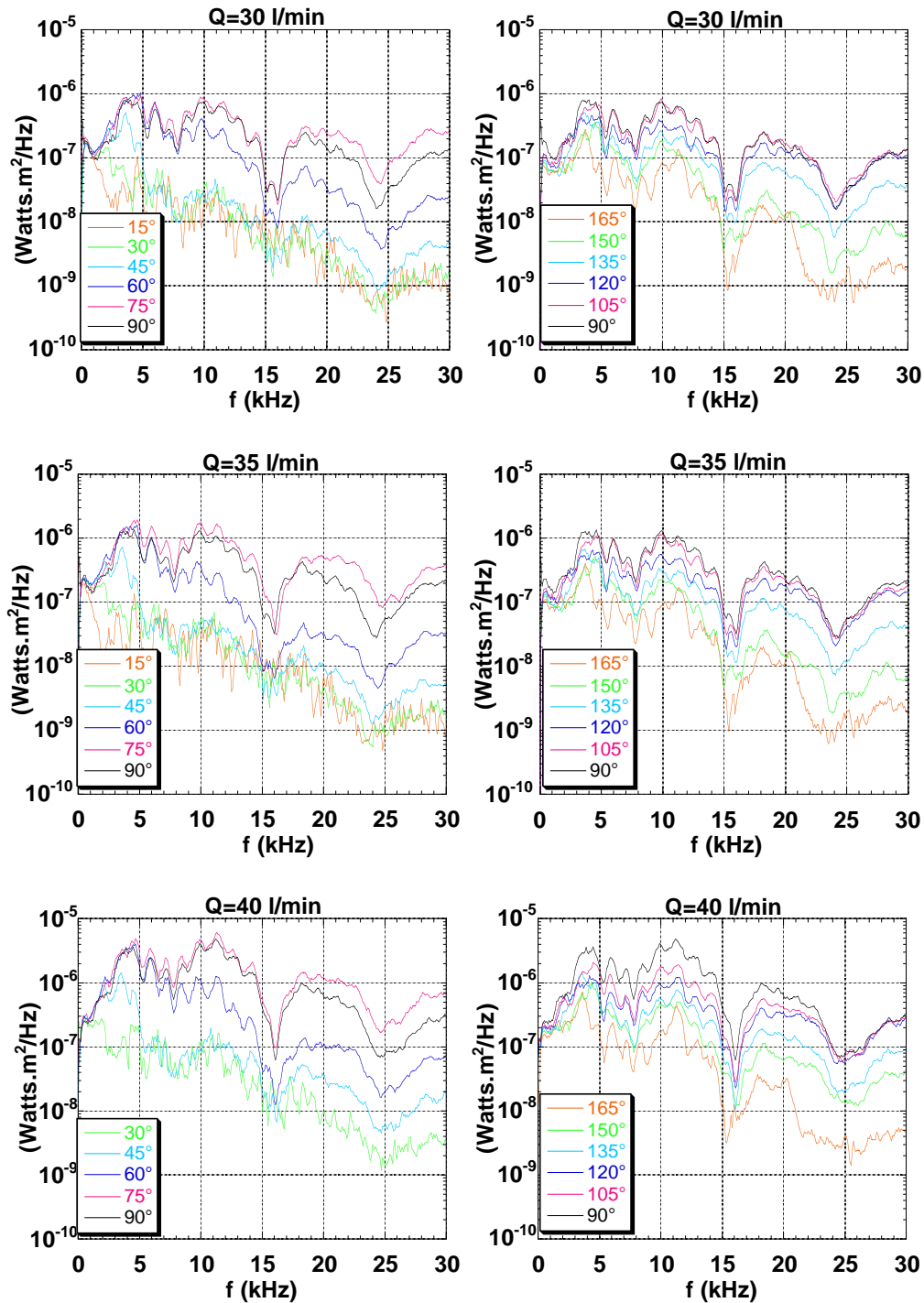


FIG. 2.17 – Densité spectrale de l'intensité acoustique en fonction de l'angle azimutal ($\phi = 1,33$ et $Q = 30$ à 40 l/min). Les graphes de gauche correspondent à $\varphi_m < 90^\circ$ et ceux de droite à $\varphi_m > 90^\circ$.

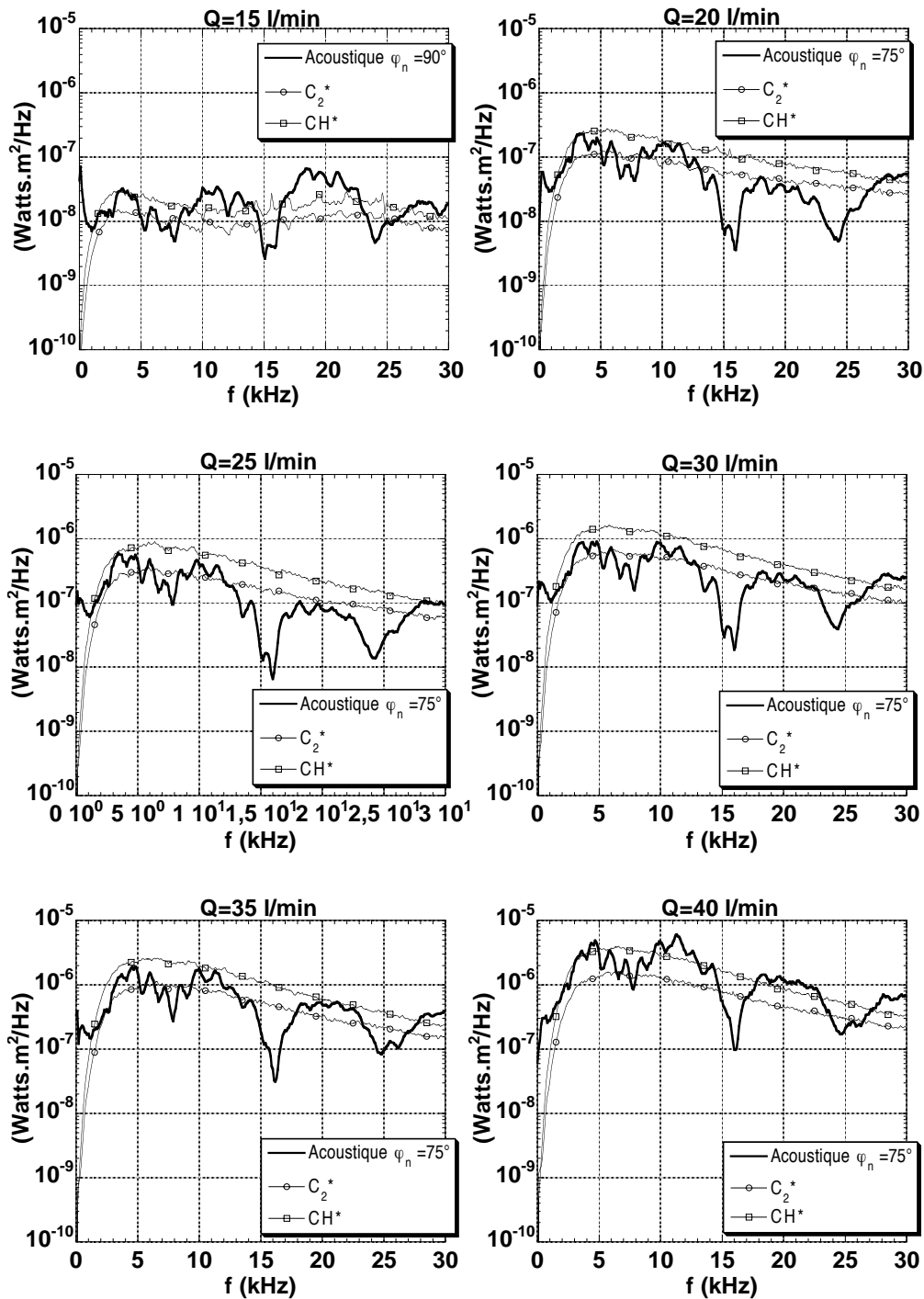


FIG. 2.18 – Comparaison de la densité spectrale de l'intensité acoustique donnée par les mesures de pression avec celle obtenue par les mesures de chimiluminescence C_2^* et CH^* ($\phi = 1,33$). Pour ces dernières, la puissance acoustique a été divisée par $4\pi d_m$ avec $d_m = 0,5$ m, afin d'obtenir son intensité.

Origine de la directivité

La dissymétrie entre les émissions aval et amont, observée sur le diagramme de la figure 2.12b, est également visible sur les spectres acoustiques (voir figures 2.16 et 2.17). Vers l'aval, l'intensité acoustique diminue par une atténuation des hautes fréquences. Cette atténuation gagne progressivement tout le domaine de fréquence à mesure que la direction d'émission se rapproche de l'axe. Par contre, dans la direction amont, la baisse d'intensité vers l'axe est due essentiellement à une atténuation des fréquences supérieures à 4 kHz ; l'amplitude du spectre étant peu modifiée aux fréquences plus basses. Ces caractéristiques peuvent s'expliquer par l'effet d'émission du son dans les gaz brûlés ou l'air ambiant, évoqué à la fin du chapitre 1.

La source acoustique (le dard) est en effet entourée par une couche de gaz brûlés non isotrope. D'après le modèle simple proposé au chapitre précédent, cette couche de gaz brûlés devrait se comporter comme un filtre passe-bas. Pour les fréquences acoustiques supérieures à une fréquence de coupure, définie par $f_b(\varphi_m) = c/d_b(\varphi_m)$, l'intensité du son devrait diminuer d'un facteur $(T_b/T_o)^{3/2}$ par rapport aux fréquences plus faibles. Compte tenu de la température de combustion du mélange propane oxygène (≈ 3000 K), on s'attend à une atténuation sonore d'environ 16 dB. Cette valeur est assez proche des écarts maximums de 11 à 15 dB observés sur la figure 2.12b. D'autre part, l'accroissement de l'épaisseur de gaz brûlés vers l'aval implique une diminution de la fréquence de coupure dans cette direction. Les spectres montrent effectivement cette tendance. La validité de la relation entre f_b et d_b est évaluée par une mesure indépendante de ces deux quantités.

La figure 2.19a illustre la mesure de la fréquence f_b à partir du facteur d'atténuation en fréquence, obtenu en divisant deux à deux les spectres acoustiques mesurés à des positions azimutales adjacentes. De 75° à 60° , ce facteur augmente progressivement avec la fréquence pour saturer à une valeur environ égale à 10. De 60° à 45° , ou de 45° à 30° , sa variation n'est pas monotone : après une augmentation rapide, il passe par un maximum, diminue, et croît à nouveau vers une valeur à peu près constante de l'ordre de 3 à 4. Ces variations rendent l'évaluation d'une fréquence de coupure délicate. On a choisi de définir f_b comme la plus basse fréquence pour laquelle le facteur d'atténuation est égal à 2. Cette définition correspond à la convention habituelle adoptée pour la mesure de la bande passante d'un filtre (-3 dB). Ce choix est néanmoins arbitraire. La figure 2.19b montre que cette fréquence décroît lorsque l'angle φ_m tend vers zéro.

La distance d_b est évaluée à partir d'une prise de vue strioscopique du panache, telle que celle de la figure 1.6. La distance entre le sommet du dard et le cône moyen délimitant le panache est relevée, et comparée à celle calculée à partir des mesures de f_b . La vitesse du son à utiliser pour calculer $d_b = c/f_b$ n'étant pas définie a priori, le calcul a été effectué à partir de la vitesse du son dans l'air ambiant et

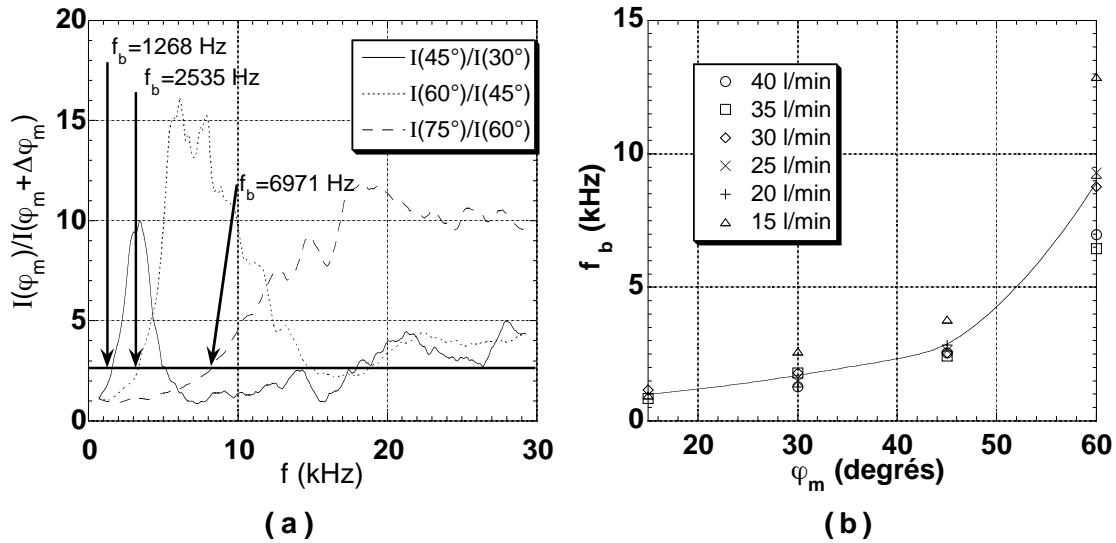


FIG. 2.19 – a) Facteur d'atténuation en fonction de la fréquence (rapport des densités spectrales mesurées à deux positions adjacentes). Les courbes ont été lissées par une moyenne glissante sur une fenêtre de largeur 1000 Hz et f_b est définie comme la plus basse fréquence pour une atténuation d'un facteur 2. b) Fréquence de coupure en fonction de l'azimut.

de la vitesse du son dans les gaz brûlés (environ 3 fois plus élevée). La figure 2.20 montre que la distance calculée à partir de la vitesse du son dans l'air ambiant est 3 à 6 fois plus faible que la distance mesurée. Par contre, la distance calculée à partir de la vitesse du son dans les gaz brûlés est très proche des valeurs mesurées. De surcroît, les valeurs calculées et mesurées varient de façon très similaire avec φ_m . On note toutefois que la distance calculée est systématiquement légèrement inférieure à la distance mesurée, l'écart se creusant quand l'angle diminue. Cela est en fait bien justifié. En effet, lors des mesures acoustiques, on a fait varier φ_m en inclinant le chalumeau par rapport au sol. Par conséquent, le jet de gaz brûlés était dévié vers le haut par la gravité. De ce fait, l'épaisseur de gaz brûlés en direction du microphone est en réalité plus faible que celle mesurée à partir des images de la flamme, photographiée en position verticale. L'écart systématique entre distances mesurées et calculées serait donc lié aux conditions de mesures. En tenant compte de cette remarque, la définition de la fréquence de coupure, basée sur l'épaisseur de la couche de gaz brûlés qui entoure la flamme, semble tout à fait réaliste.

La figure 2.20 montre que l'épaisseur de gaz brûlés est à peu près constante vers l'amont. Dans cette direction, on attend donc à une fréquence de coupure à peu près constante en dessous de laquelle l'amplitude du spectre ne sera pas atténuée. Cela semble être le cas en dessous de 4 kHz (voir figures 2.16 et 2.17). Cette directivité

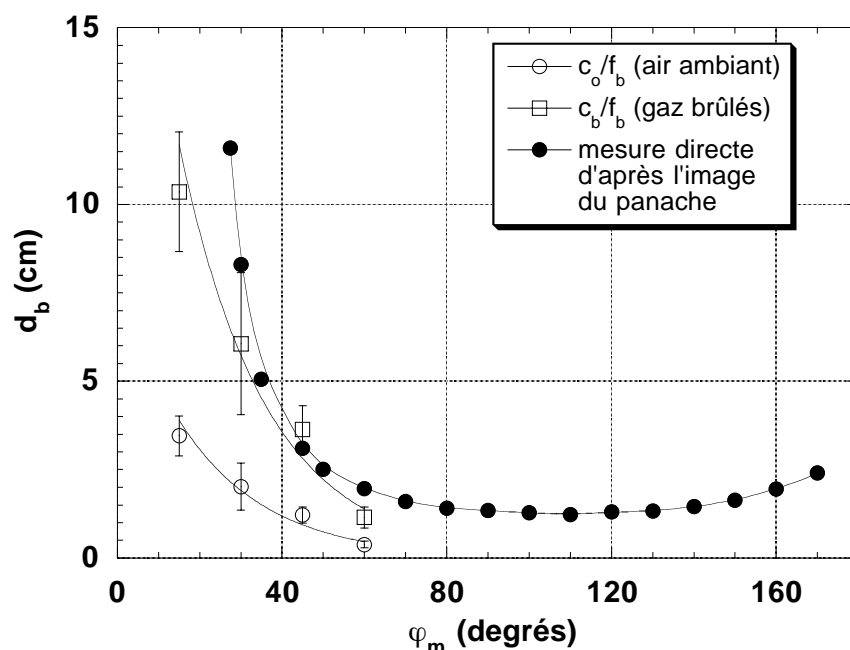


FIG. 2.20 – Comparaison entre l'épaisseur de la couche de gaz brûlés calculée à partir des fréquences de coupure et celle mesurée directement sur l'image du panache de la figure 1.6.

amont est toutefois affectée par les effets d'ombre acoustique. Dans les directions d'émission les plus proches de l'axe, une partie du son émis est intercepté par la buse du chalumeau. Cet effet doit être plus prononcé aux faibles débits lorsque le dard est le moins haut par rapport à la buse. Il semble effectivement qu'à 15 l/min la densité spectrale chute brusquement à 165°, alors que ce n'est pas le cas aux débits plus élevés.

Le décalage vers l'amont du maximum d'intensité acoustique à 15 l/min (voir figure 2.12b) est correctement prédit par le modèle. À ce débit, plus de 50% de l'énergie acoustique est rayonnée à des fréquences supérieures à 15 kHz, contre seulement 20% aux autres débits. Or, à un angle donné le spectre est atténué si ses fréquences caractéristiques sont supérieures à f_b . Cette fréquence augmentant d'aval en amont (voir figure 2.19b), on s'attend bien à ce que le spectre à 15 l/min soit atténué plus loin de l'axe que pour les autres débits.

L'ensemble de ces observations montre que l'effet d'émission sonore dans l'air ambiant ou les gaz brûlés explique qualitativement la directivité du rayonnement acoustique. Cependant, le modèle géométrique, prévoit une intensité maximale lorsque la fréquence de coupure est la plus élevée, soit pour une épaisseur de gaz brûlés minimale. En se référant à la figure 2.20, le maximum devrait donc se trouver

à 110° , alors qu'expérimentalement il se trouve à 75 ou 90° . Ce résultat montre les limites du modèle. Probablement qu'une prévision correcte de la position du maximum d'intensité acoustique nécessite de prendre en compte d'autres effets, comme la réfraction sur les gradients de densité et de vitesse.

2.3.5 Caractéristiques des mécanismes d'émission

Malgré les modulations dues aux réflexions parasites, on constate que les spectres acoustiques ont une forme très similaire pour les débits compris entre 20 et 40 l/min, et différente de celle visible à 15 l/min (voir figure 2.18). À ce débit, l'émission sonore est maximale dans la dernière bosse du spectre, aux alentours de 20 kHz. Par contre, aux débits supérieurs, le maximum d'intensité se situe à plus basse fréquence, dans les deux premières bosses entre 4 et 10 kHz. Ce comportement suggère l'existence de deux mécanismes d'émission sonore : un pour les hautes fréquences, existant principalement à 15 l/min, et un autre pour les basses fréquences aux débits élevés.

Afin d'identifier ces deux mécanismes, les fluctuations de production volumique sont analysées à partir des spectres de chimiluminescence. Compte tenu de la similarité des résultats donnés par les émissions CH^* et C_2^* (voir figure 2.18), seuls ces derniers sont présentés. Tous les spectres sur lesquels est basée l'analyse qui suit sont regroupés sur la figure 2.22. Ils correspondent à trois richesses et à des débits différents.

Mécanismes d'émission à basse fréquence

Pour les débits supérieurs à 15 l/min, tous les spectres ont une allure similaire : en partant de zéro l'amplitude du spectre augmente rapidement pour atteindre un maximum et diminue ensuite avec une pente plus faible.

La fréquence qui correspond au maximum dans le spectre, notée f_{BF} , est totalement indépendante du débit. En revanche, elle diminue avec la richesse comme on peut le voir sur la figure 2.21. L'amplitude de ce maximum augmente fortement avec le débit, et aussi légèrement avec la richesse. La variation d'amplitude avec la richesse est compensée par une atténuation des hautes fréquences (bien visible à $\phi = 1,6$), de sorte que la puissance totale varie assez peu avec ce paramètre. Au delà de 10 kHz, la décroissance du spectre suit une loi de puissance, dont l'exposant diminue avec le débit et la richesse (voir figure 2.23b).

À 15 l/min, le spectre comporte un maximum à haute fréquence qui est interprété plus loin. Il présente également un pic basse fréquence, qui n'apparaît pas sur les spectres acoustiques. Sa fréquence, 3400 Hz, est plus faible que celle mesurée aux autres débits et varie peu avec la richesse (voir figure 2.21). Ce pic peut être associé à la lumière parasite provenant du panache. En effet, lors des mesures nous avons masqué autant que possible le panache, mais il restait tout de même la partie située

devant et derrière le dard dans le champ du photomultiplicateur. Le dard étant peu perturbé à 15 l/min, il est possible de voir apparaître une fréquence caractéristique correspondant aux fluctuations d'émission lumineuse du panache. On remarque qu'à $\phi = 1,05$ l'amplitude de ce pic est environ dix fois plus faible qu'à $\phi = 1,6$; contre trois fois seulement aux autres débits. L'hypothèse d'une émission lumineuse due au panache est donc plausible: cette flamme de diffusion n'existant que pour les mélanges riches⁵ on s'attend à une forte baisse de sa luminosité à la stoechiométrie.

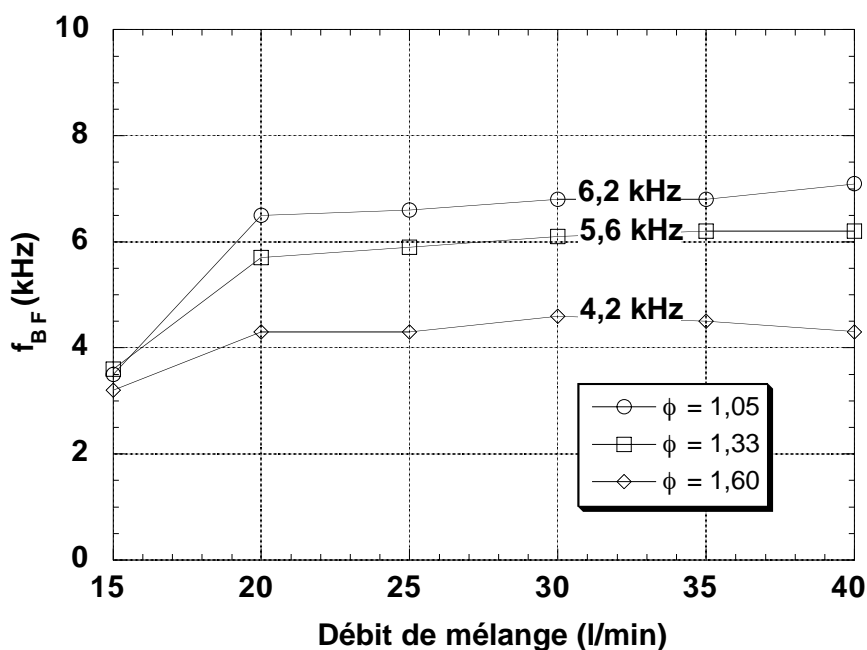


FIG. 2.21 – Fréquence correspondant au maximum à basse fréquence dans les spectres de chimiluminescence. La fréquence moyenne, calculée entre 20 et 40 l/min, est indiquée pour les trois richesses.

5. Pour les flammes pauvres, il n'y a quasiment plus d'espèces partiellement oxydées dans les gaz brûlés capables de donner naissance à une flamme de diffusion.

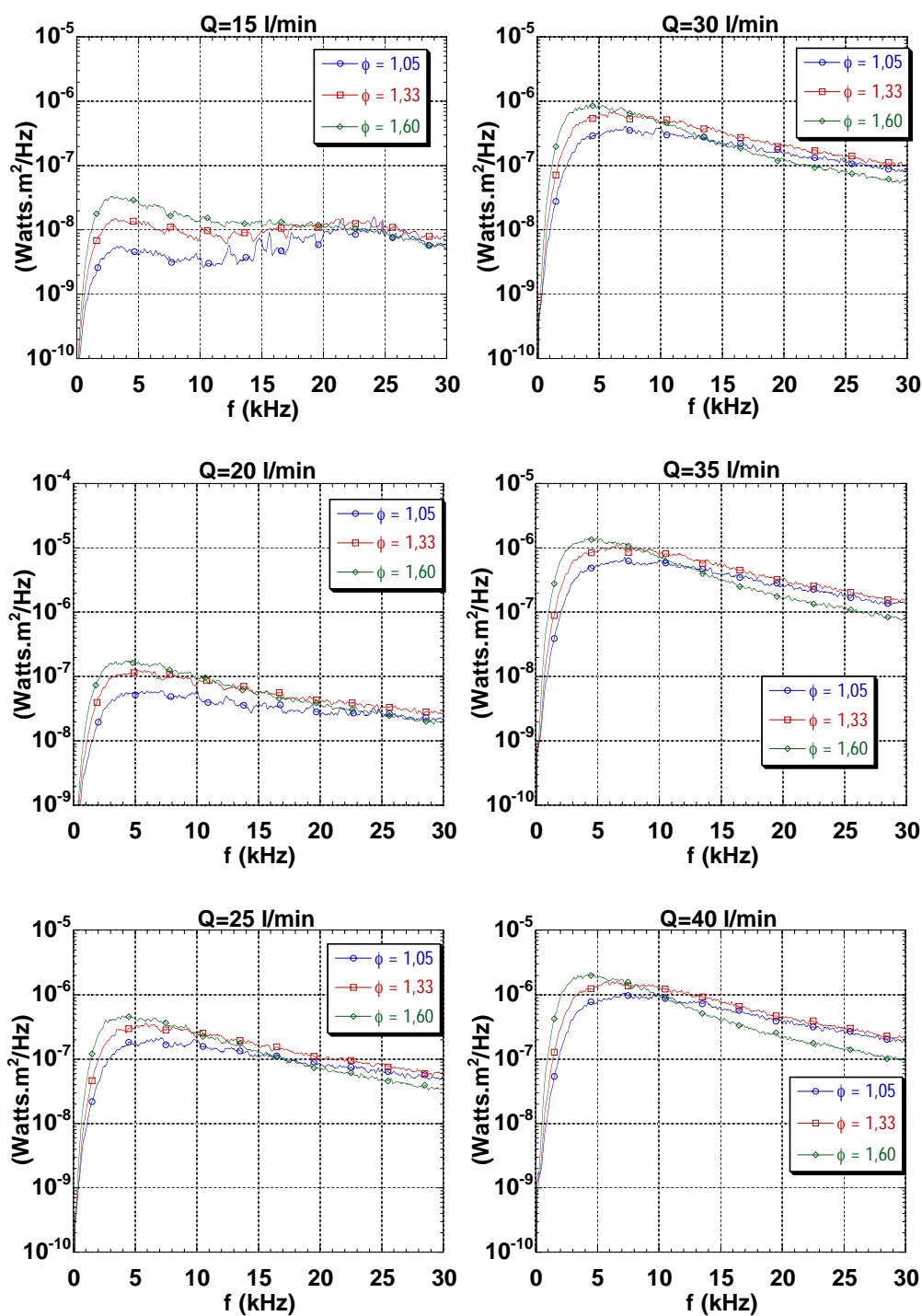


FIG. 2.22 – Densité de l'intensité acoustique calculée à partir de la chimiluminescence C_2^* .

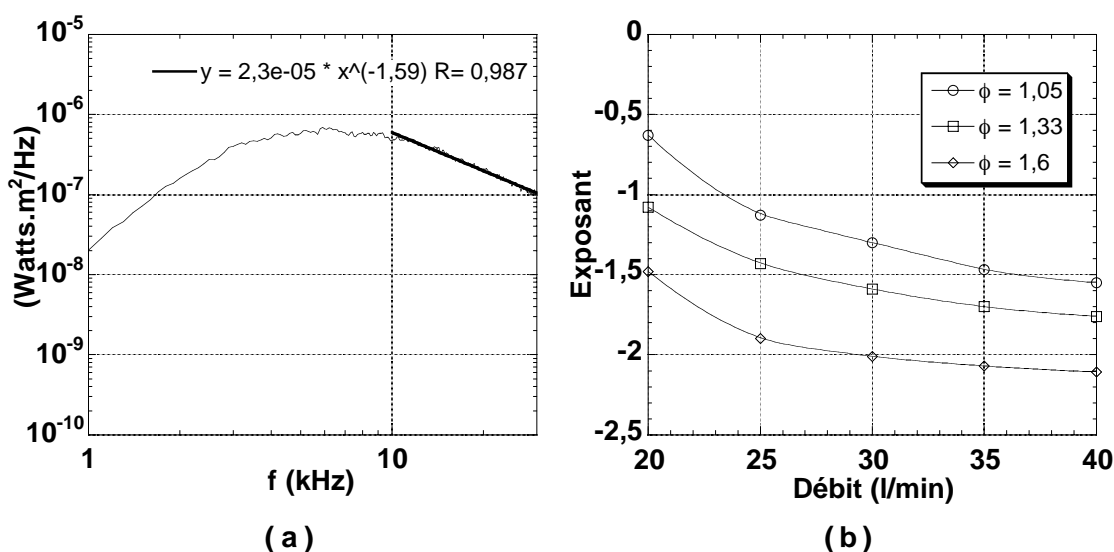


FIG. 2.23 – a) Décroissance du spectre de chimiluminescence selon une loi de puissance au delà de 10 kHz ($\phi = 1,05$ et $Q = 30$ l/min). b) Exposant de la loi de puissance en fonction du débit aux différentes richesses. À 20 l/min, l'exposant est mesuré uniquement entre 10 et 20 kHz; au delà le pic haute fréquence crée une légère bosse, modifiant la loi de puissance.

Mécanismes d'émission à haute fréquence

Le pic haute fréquence, observé à 15 l/min, est présent à la fois sur les spectres de chimiluminescence et acoustiques. Il est bien lié aux fluctuations de production volumique du dard, contrairement au pic basse fréquence. À $\phi = 1,05$, ce pic haute fréquence est très nettement visible sur la figure 2.22. Cependant, à mesure que la richesse augmente les basses fréquences du panache le noient complètement. Seule persiste une légère bosse sur la queue du spectre; elle est plus nette à $\phi = 1,6$. Le même phénomène se produit lorsque le débit augmente, bien que dans ce cas les basses fréquences soient associées au dard. Sur les graphes de la figure 2.24, l'échelle verticale a été dilatée pour comprendre comment évolue ce pic.

À 15 l/min, la fréquence du pic, notée f_{HF} , diminue avec la richesse: elle passe de 23,9 kHz à 21,6 kHz quand la richesse augmente de 1,05 à 1,33. Il est impossible de mesurer f_{HF} à $\phi = 1,6$, mais la forme du spectre suggère une fréquence inférieure à 20 kHz. Pour évaluer correctement l'amplitude du pic, il est nécessaire d'éliminer la contribution du panache. Pour cela, la décroissance en loi de puissance, observée entre 5 et 10 kHz, a été extrapolée. L'amplitude du pic est mesurée entre la courbe extrapolée et le maximum du spectre, comme cela est indiqué sur la figure 2.24. Cette amplitude semble diminuer avec la richesse.

Lorsque le débit augmente, le pic basse fréquence du dard écrase complètement les hautes fréquences ; elles sont néanmoins toujours visibles à $\phi = 1,05$. Dans ce cas, on s'aperçoit que la fréquence f_{HF} n'a pas varié avec le débit, tandis que l'amplitude du pic est trois fois plus faible qu'à 15 l/min.

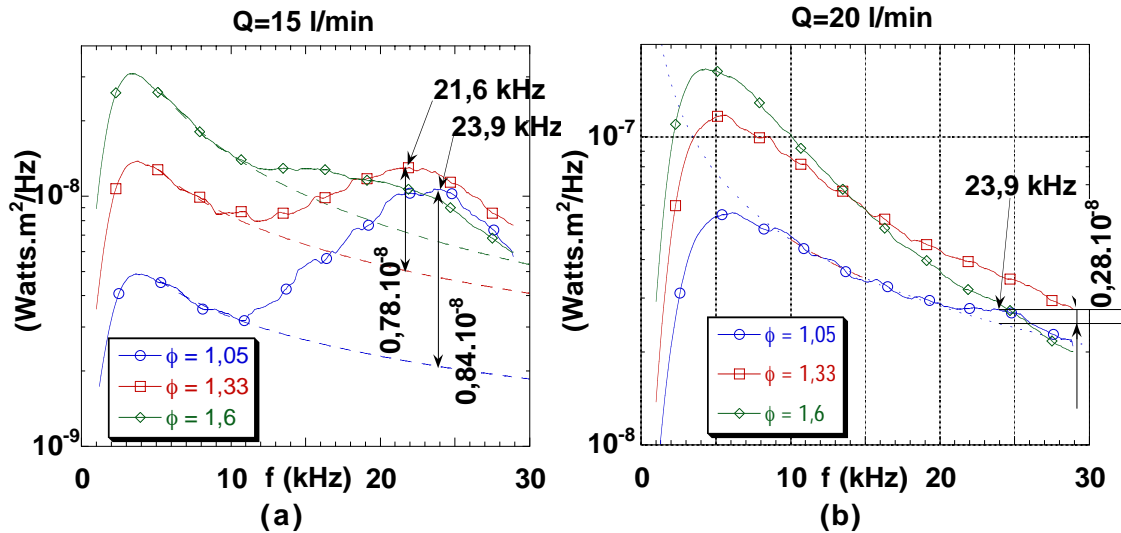


FIG. 2.24 – Spectres identiques à ceux de la figure 2.22, mais lissés et portés sur une échelle verticale moins large qui fait ressortir le pic haute fréquence.

2.3.6 Conclusion

À la suite des ces premières mesures sur la flamme du chalumeau, une conclusion partielle s'impose. Le bruit émis par la flamme du chalumeau provient principalement des fluctuations de production volumique du dard prémélangé. On justifie ainsi a posteriori l'intérêt particulier porté à l'émission du son par les flammes de prémélange au chapitre 1.

Deux mécanismes différents sont à l'origine de ces fluctuations :

- Le premier, qui domine à 15 l/min, correspond à une fréquence caractéristique élevée. Cette fréquence est fonction de la richesse ; elle diminue de 23,9 kHz à moins de 20 kHz (cette borne inférieure n'est pas clairement identifiée) lorsque la richesse augmente de 1,05 à 1,6. Par contre, elle est indépendante du débit. L'amplitude des fluctuations diminue avec la richesse et le débit.
- Le deuxième mécanisme correspond à un spectre dont le maximum se situe à une fréquence plus basse et qui se prolonge vers les hautes fréquences avec une décroissance en loi de puissance. La fréquence du maximum est également fonction de la richesse et indépendante du débit. Elle diminue de 6,8 kHz

à 4,4 kHz lorsque la richesse augmente de 1,05 à 1,6. L'amplitude des fluctuations associées augmente légèrement avec la richesse et fortement avec le débit ; ce mécanisme devient alors dominant dès 20 l/min.

L'objectif est maintenant d'identifier les phénomènes physiques qui se cachent derrière ces deux mécanismes.

2.4 Turbulence et régime de combustion

L'interaction entre la turbulence de l'écoulement et la flamme est l'une des causes de bruit les plus fréquentes dans les foyers de combustion industriels. Afin d'en évaluer l'importance, les caractéristiques de l'écoulement en sortie de la buse du chalumeau sont présentées. La modélisation de l'émission du son par la combustion turbulente étant étroitement liée au régime de combustion, on détermine également le régime de combustion du dard.

2.4.1 Caractéristiques de l'écoulement

L'écoulement est caractérisé par les profils transverses de vitesse moyenne et des fluctuations de vitesse mesurés par anémométrie laser. Le point de mesure est placé à une hauteur fixe de 1 mm au dessus de la sortie de la buse. Les mesures sont effectuées en l'absence de flamme, avec un écoulement d'air à la place du mélange propane-oxygène. À 15 l/min, la faible densité d'ensemencement ne permet pas d'effectuer de mesures. Tous les profils obtenus étant parfaitement symétriques par rapport à l'axe de la buse, seule la moitié des profils est représentée sur les figures.

Vitesse moyenne

La figure 2.25 montre que le profil de vitesse moyenne axiale est du type bouchon, ce qui est normal en aval d'une section convergente. L'épaisseur des couches limites est de l'ordre de 0,4 mm. La vitesse maximale au centre de l'écoulement est un peu supérieure à la vitesse débitante mais l'écart diminue lorsque le débit augmente (de 10% à 15 l/min à 3% à 40 l/min). Dans le tableau 2.3, sont indiquées : la vitesse axiale, l'amplitude r.m.s des fluctuations longitudinales et transverses, ainsi que les taux de turbulence.

Fluctuations de vitesse

L'amplitude des fluctuations de vitesse axiale est constante pour $Y < 0,5$ mm (voir figure 2.26a). Elle augmente ensuite fortement à cause d'un biais dû au gradient de vitesse moyenne dans la couche limite. Ce problème a déjà été évoqué dans la section 2.2.3. Pour confirmer cette interprétation, les profils de fluctuation de

TAB. 2.3 – *Caractéristiques de l'écoulement en sortie de buse : Vitesse moyenne au centre de l'écoulement, fluctuations de vitesse et taux de turbulence. La fluctuation de vitesse longitudinale a été relevée au centre de l'écoulement alors que la fluctuation transverse correspond à la valeur maximale dans le profil.*

Q (l/min)	20	25	30	35	40
U_o (m/s)	52,1	63,3	75,1	87,1	97,9
u' (m/s)	0,35	0,4	0,5	0,6	0,7
v' (m/s)	0,5	0,7	0,9	1,0	1,2
u'/U (%)	0,7	0,6	0,7	0,7	0,7
v'/U (%)	0,9	1,1	1,2	1,2	1,2

vitesse apparente ont été calculés, en multipliant la dérivée des profils de vitesse moyenne, $d\bar{U}/dY$, par le diamètre du volume de mesure (0,114 mm). Cette valeur calculée apparaît en traits épais sur la figure 2.26a. Dès $Y = 0,6$ mm ($Y = 0,2d$), on voit que ces fluctuations apparentes augmentent fortement, comme les mesures. Seule la valeur de u' mesurée au centre de l'écoulement n'est pas biaisée. Elle augmente linéairement avec le débit (voir tableau 2.3) mais le taux de turbulence, u'/U_o , reste constant. Notons que sa valeur, inférieure à 1%, se situe à la limite de résolution des mesures par anémométrie laser.

La mesure des fluctuations de vitesse transverse n'est pas affectée par le gradient de vitesse moyenne, quasiment nul dans cette direction⁶. La figure 2.26b fait apparaître un léger maximum des fluctuations, dont la position, comprise entre $Y = 0,6$ mm et 0,8 mm ($Y = 0,2d$ à $0,27d$), s'éloigne du centre à mesure que le débit augmente. Les valeurs de v' au centre de l'écoulement sont environ une fois et demi plus élevées que celles de u' . Cette anisotropie de la turbulence est peut être due à la forme convergente de la buse. On sait en effet qu'au passage d'une section convergente, les fluctuations de vitesse transverse d'un écoulement turbulent augmentent alors que les fluctuations longitudinales diminuent, les deux étant toutefois réduites à une plus faible fraction de la vitesse moyenne [32]. Les valeurs maximum de v' sont données dans le tableau 2.3. Comme pour la fluctuation axiale, on note une augmentation linéaire avec le débit et un taux de turbulence à peu près constant, de l'ordre de 1%.

2.4.2 Régime de combustion

On distingue entre eux les différents régimes de combustion turbulente à partir de diagrammes, tels que celui de Borghi-Barrère [8], où le régime de combustion est

6. Il existe une composante de vitesse moyenne transverse, due à la dilatation du jet en sortie de buse, mais elle est faible et son gradient n'affecte pas la mesure des fluctuations de vitesse.

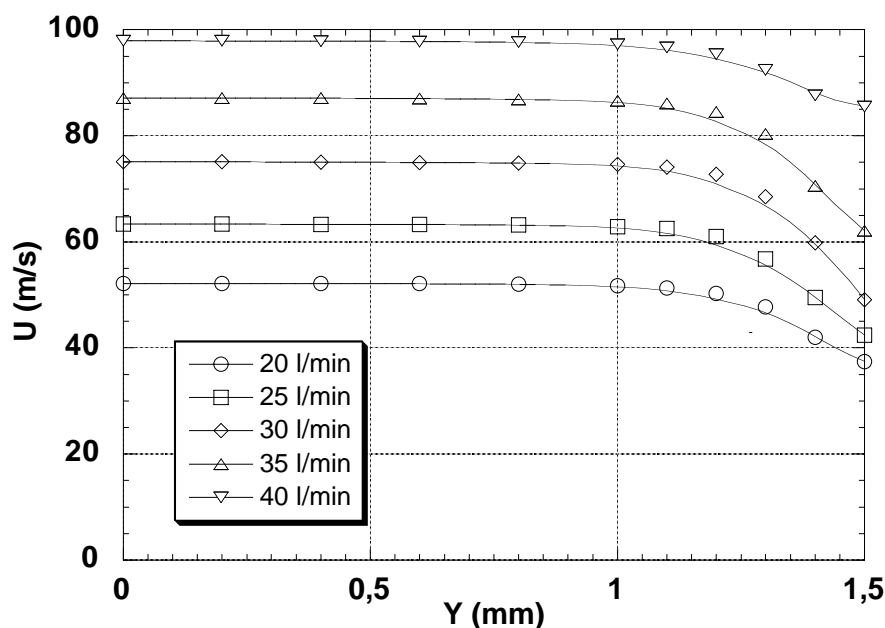


FIG. 2.25 – Profils de la vitesse moyenne axiale en sortie de la buse du chalumeau.

défini par la valeur des rapports u'_I/U_L et l_I/d_L .

Dans la gamme de richesse $1,05 < \phi < 1,6$, la vitesse de flamme est comprise entre 3,3 et 1,9 m/s (voir tableau 2.2). D'après le tableau 2.3, les fluctuations de vitesse turbulente sont comprises entre 0,7 et 1,2 m/s (indépendamment de leur direction). D'où $0,4 < u'_I/U_L < 0,6$.

Pour calculer le rapport l_I/d_L , on doit connaître l'échelle intégrale. Sa détermination passe par une mesure des spectres de turbulence. Ces mesures n'ont pas pu être réalisées pour des problèmes de bande passante déjà exposés (voir section 2.2.3). Cependant, dimensionnellement, on sait que cette échelle doit être du même ordre de grandeur que le diamètre de la buse $d = 3$ mm (pas plus grande en tous cas). Pour fixer une marge d'erreur, on suppose que $0,1d < l_I < d$. Avec une diffusivité thermique $D_{th} \approx 2 \cdot 10^{-5}$ m²/s et les valeurs de U_L annoncées plus haut, l'épaisseur de flamme, $d_L = D_{th}/U_L$, est comprise entre 7 et 11 microns. On a alors $30 < l_I/d_L < 500$.

Selon ces estimations, la flamme du chalumeau se situe dans le régime de combustion des flammes plissées (voir figure 2.27), un régime faiblement perturbé par la turbulence, où la structure interne de la flamme et sa vitesse de propagation sont celles de la flamme plane laminaire. Notons que, même pour les valeurs maximales de u'/U_L , la flamme se situe loin du régime des flammes plissées avec poches. On ne devrait donc pas voir de poches sur le dard, ce qui n'est manifestement pas le cas (voir figures 1.5 ou 2.10).

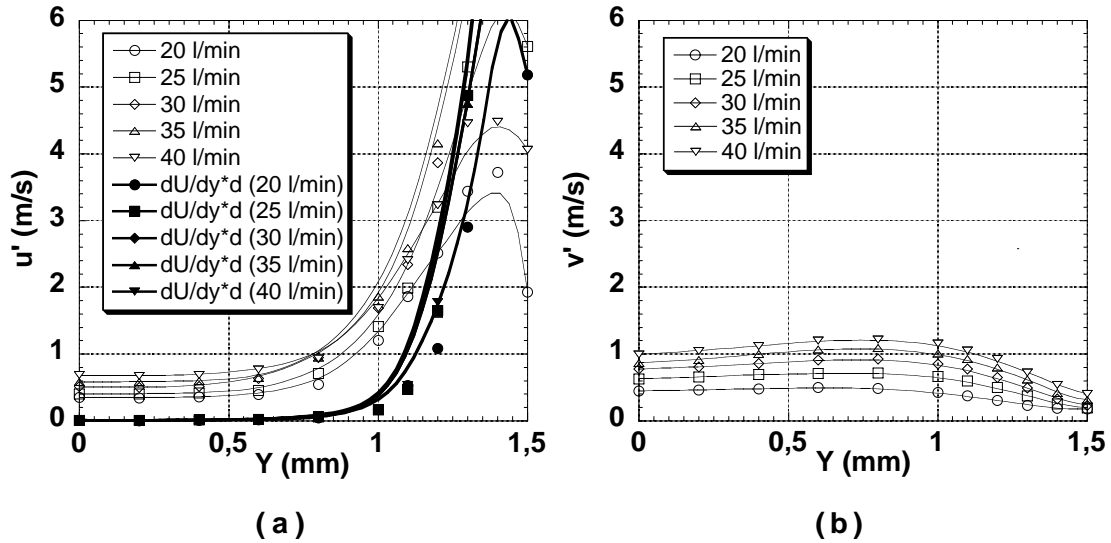


FIG. 2.26 – Profils des fluctuations de vitesse en sortie de la buse du chalumeau. a) fluctuations de vitesse longitudinale, b) fluctuations de vitesse transverse.

2.5 Identification des mécanismes d'émission

Les mécanismes responsables des fluctuations de production volumique du dard sont identifiés dans cette section. On évalue tout d'abord les variations de surface de flamme associées à la turbulence de l'écoulement, à partir de la théorie de Clavin et Siggia [22]. Cette turbulence étant insuffisante pour expliquer l'intensité du bruit mesuré, d'autres mécanismes, capables de générer des variations de surface de flamme sont envisagés. Après une analyse de la structure et de la dynamique des plissements du dard, l'instabilité de Darrieus-Landau se révèle comme le plus probable. La contribution de la combustion des poches à l'émission sonore haute fréquence est également examinée.

2.5.1 Rôle de la turbulence

Au regard des nombres de Reynolds atteints en sortie de buse, compris entre 7000 et 20 000, le plissement de la flamme par la turbulence est le mécanisme d'émission sonore qui vient le plus naturellement à l'esprit.

La flamme du chalumeau se situant dans le régime des flammes plissées, le modèle de Clavin et Siggia [22] peut être utilisé pour calculer la puissance acoustique qui serait émise par des variations de surface de flamme causées par la turbulence. Il est à remarquer que pour cette flamme on a $0,4 < u'_I/U_L < 0,6$ alors que la théorie de Clavin et Siggia requiert $u'_I/U_L \gg 1$. Cependant, il n'existe pas de théorie dans la littérature qui s'applique à des flammes plissées dans le régime $u'_I/U_L \leq 1$.

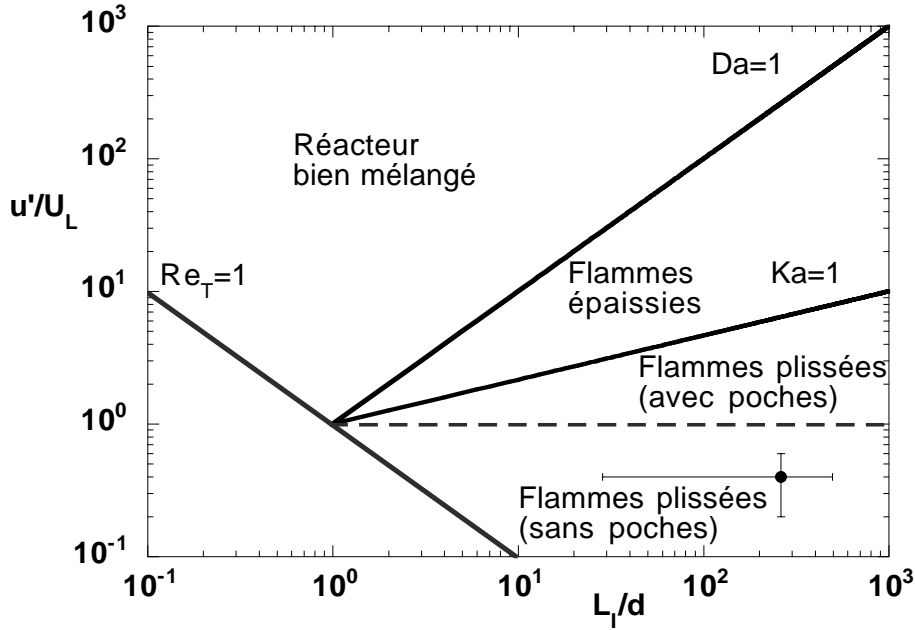


FIG. 2.27 – Position de la flamme du chalumeau dans le diagramme de Borghi-Barrère [8].

Selon ce modèle, la puissance acoustique est donnée par la relation

$$P = \frac{2\rho_{air}}{4\pi c_{air}}(E - 1)^2 Q^2 \left(\frac{u'_I}{l_I}\right)^2 \frac{l_I^3}{V_B}. \quad (2.5)$$

Par rapport à l'expression 1.16 présentée au chapitre 1, le débit de mélange en sortie de buse, Q , se substitue au produit $U_L \bar{S}$ car la vitesse de flamme est constante dans le régime des flammes plissées. Le rapport ρ_b/c_b est remplacé par ρ_{air}/c_{air} car le son est émis principalement dans l'air ambiant (voir section 1.3.5.). Afin de comparer le modèle à l'expérience, la puissance acoustique est estimée à partir de l'expression 2.5 à la richesse nominale $\phi = 1,33$.

Pour les valeurs numériques de u'_I , on adopte la fluctuation de vitesse transverse mesurée en sortie de buse (voir tableau 2.3). La valeur manquante à 15 l/min est approchée par extrapolation des mesures faites aux débits supérieurs. Comme précédemment, on suppose que $0,1d < l_I < d$. Le volume apparent, V_B , est calculé à partir des images moyennes du dard (voir section 2.2.4.). On peut remarquer que sa croissance est linéaire avec le débit (voir figure 2.28). Le coefficient de dilatation et la vitesse de flamme sont donnés dans le tableau 2.2. À la température ambiante, $\rho_{air}/c_{air} = 1,18/340 = 3,47 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^{-3} \cdot \text{s}$.

Les valeurs de la puissance acoustique prévues par le modèle de Clavin et Siggia [22] sont données dans la figure 2.29. La puissance acoustique calculée y est 10 à 100

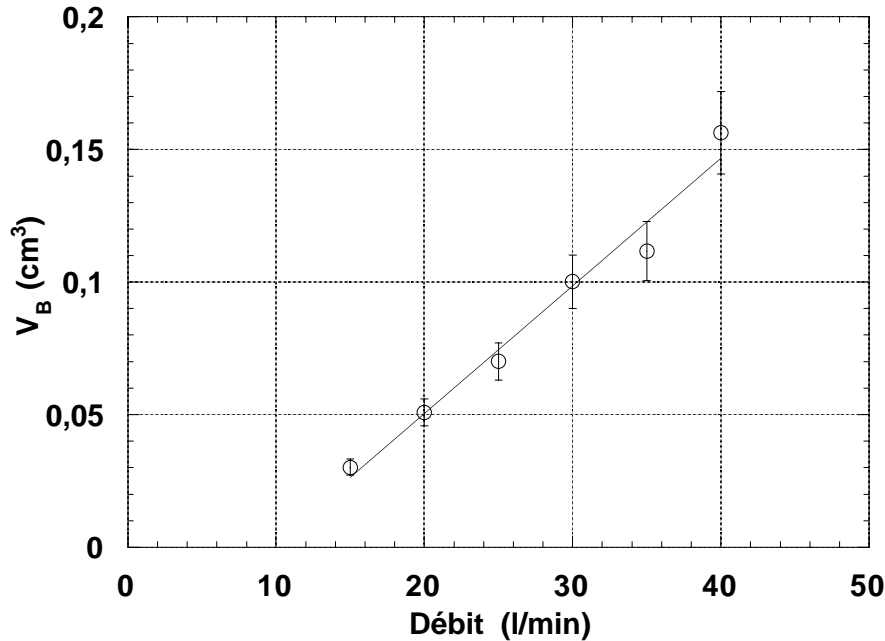


FIG. 2.28 – Volume balayé par la flamme au cours du temps, calculé à partir d'images moyennes du dard. Barres d'erreur à 10% ($\phi = 1,33$).

fois plus faible que la puissance mesurée. L'écart se creuse encore plus si le calcul est comparé à la puissance acoustique obtenue par les mesures de chimiluminescence C_2^* . Cela correspondrait pourtant mieux au modèle puisque cette mesure n'intègre pas la directivité du rayonnement.

Selon la théorie, la fréquence caractéristique sur laquelle est centrée l'émission doit se situer autour de $f_c = u'_I/l_I$. L'amplitude des fluctuations de vitesse augmente linéairement avec le débit (voir tableau 2.3) ; il devrait alors en être de même pour la fréquence caractéristique du spectre. Or, les deux fréquences caractéristiques identifiées, f_{BF} et f_{HF} , sont indépendantes du débit.

La forme des spectres mesurés est également très différente de celle prévue par le modèle. Celui-ci prévoit une décroissance de l'amplitude du spectre en loi de puissance de la fréquence avec un exposant égal à 2,5. Une telle loi est effectivement observée au-delà de 10 kHz, mais avec un exposant inférieur à 2,5 (voir figure 2.23b). De plus, cet exposant varie avec la richesse et le débit. Remarquons que, d'après la figure 2.23b, l'exposant 2,5 pourrait être atteint en augmentant la richesse ou le débit, c'est à dire, puisque u'_I augmente avec le débit et U_L diminue avec la richesse, pour des valeurs du rapport u'_I/U_L plus importantes. Cela est tout à fait normal puisque la théorie de Clavin et Siggia [22] est développée dans l'hypothèse $u'_I/U_L \gg 1$.

L'ensemble de ces résultats montre que la théorie de Clavin et Siggia [22] n'est

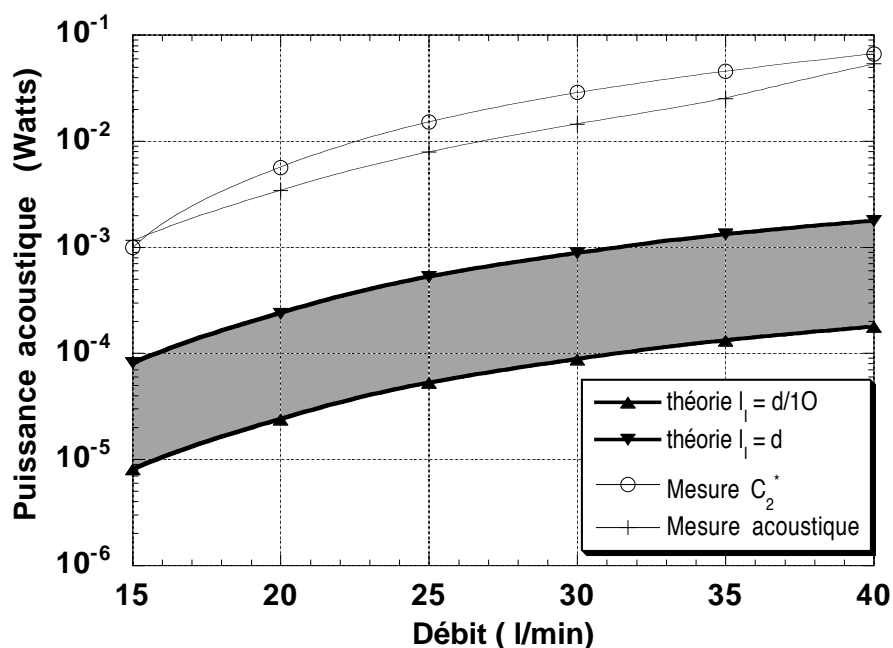


FIG. 2.29 – Comparaison de la puissance acoustique théorique prévue par le modèle de Clavin et Siggia [22] (zone grisée) aux valeurs expérimentales ($\phi = 1,33$).

pas adaptée à la description de l'émission sonore de la flamme du chalumeau. Pourtant, la seule hypothèse sur laquelle est fondée cette théorie qui n'est pas vérifiée ici est la condition de turbulence intense $u'_T/U_L \gg 1$. Il en résulte un manque d'échelles de turbulence capables de plisser la flamme. Cependant, dans l'esprit de la théorie, cela devrait plutôt rendre la flamme moins bruyante alors que l'on observe le contraire. Cette constatation n'est pas spécifique à la flamme du chalumeau. Belliard [7] avait déjà noté une forte sous-estimation du bruit rayonné pour une flamme de brûleur prémélangée dès que $u'_T/U_L < 10$.

La turbulence, quand elle est faible, n'est donc pas la cause principale des variations de surface de flamme. La présence de poches sur le dard, alors que celui-ci se trouve dans le régime de combustion des flammes plissées sans poches, conduit à la même conclusion : il doit exister d'autres phénomènes que la turbulence capables de plisser la flamme.

2.5.2 Forme et dynamique du dard

Pour mieux cerner ces phénomènes, on étudie en détail des images instantanées du dard telles que celles rassemblées sur la figure 2.30.

Ces images montrent que le dard reste toujours parfaitement stable sur la moitié de sa longueur. Ensuite, des structures se développent avec une taille bien définie,

de l'ordre de 1 à 2 mm, avec une valeur plus probable de 1,3 mm (voir figure 2.31). Lorsque ces structures arrivent au bout de la flamme, leur amplitude est de l'ordre du diamètre du dard, elles détachent alors de petites poches de gaz frais.

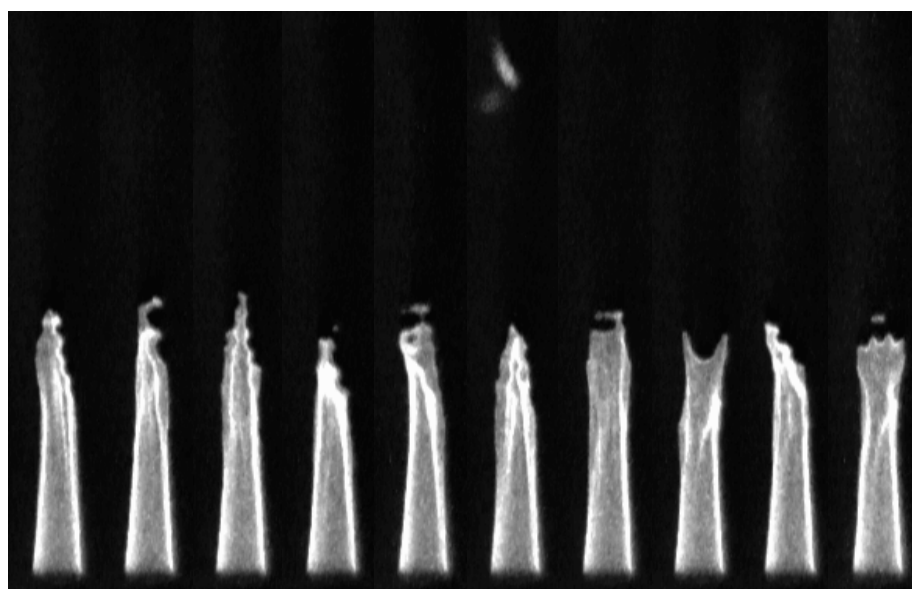
On remarque que la hauteur, H_{inst} , à laquelle le dard devient instable, correspond toujours à un même diamètre, $d_{inst} \approx 2,8$ mm, indépendant du débit ou de la richesse (voir figure 2.32a). En revanche, cette hauteur augmente linéairement avec le rapport U/U_L (voir figure 2.32b). Ceci n'est pas très surprenant. En supposant que la vitesse de l'écoulement est uniforme, le dard forme un cône dont l'angle est donné par la relation $U_L/U = \sin \alpha$. Or, pour cette flamme $U_L/U \ll 1$, donc $\sin \alpha \approx \tan \alpha = (d_{base} - d_{inst})/2H_{inst}$, où d_{base} est le diamètre de la flamme à sa base. Ainsi, la hauteur à laquelle la flamme devient instable est donnée par

$$H_{inst} = \frac{U}{U_L} \frac{(d_{base} - d_{inst})}{2}. \quad (2.6)$$

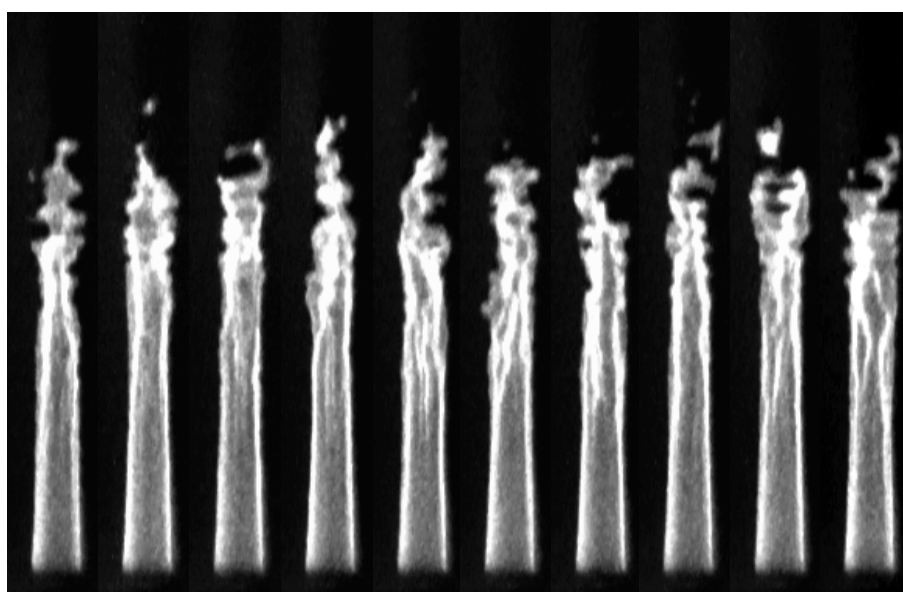
Les diamètres d_{inst} et d_{base} étant constants, on retrouve la relation linéaire observée. La valeur de d_{base} mesurée, $\approx 3,5$ mm, est supérieure d'environ 16% au diamètre de la buse, la flamme est donc accrochée à sa périphérie. Avec la valeur de d_{inst} donnée plus haut la relation 2.6 prévoit une pente $(d_{base} - d_{inst})/2 \approx 0,35$ mm qui n'est pas très éloignée de celle mesurée sur la figure 2.32b (0,39 mm).

La dynamique des plissements n'a pas pu être étudiée en détail du fait de la faible cadence de prise de vue de la caméra. On peut cependant estimer la vitesse de croissance des structures en supposant qu'elles sont convectées à la vitesse de l'écoulement. Sur les images prises à 20 l/min, leur amplitude passe de 0 à 1 mm sur une distance d'environ 1 cm, la vitesse de l'écoulement étant égale à 52 m/s, leur vitesse de croissance est de l'ordre de 5 m/s. Cette vitesse est presque dix fois plus élevée que les fluctuations de vitesses de l'écoulement amont. Cela confirme, une fois encore, que la turbulence n'est pas à l'origine de ces plissements.

D'autre part, les structures qui apparaissent sont très différentes de celles rencontrées habituellement sur les flammes turbulentes, totalement désordonnées et sans taille bien définie. Pour expliquer leur origine, on doit rechercher des mécanismes susceptibles de créer une échelle de longueur caractéristique sur la flamme.



Q=20 l/min



Q=40 l/min

FIG. 2.30 – *Prises de vue instantanées du dard à deux débits différents ($\phi = 1,33$).*

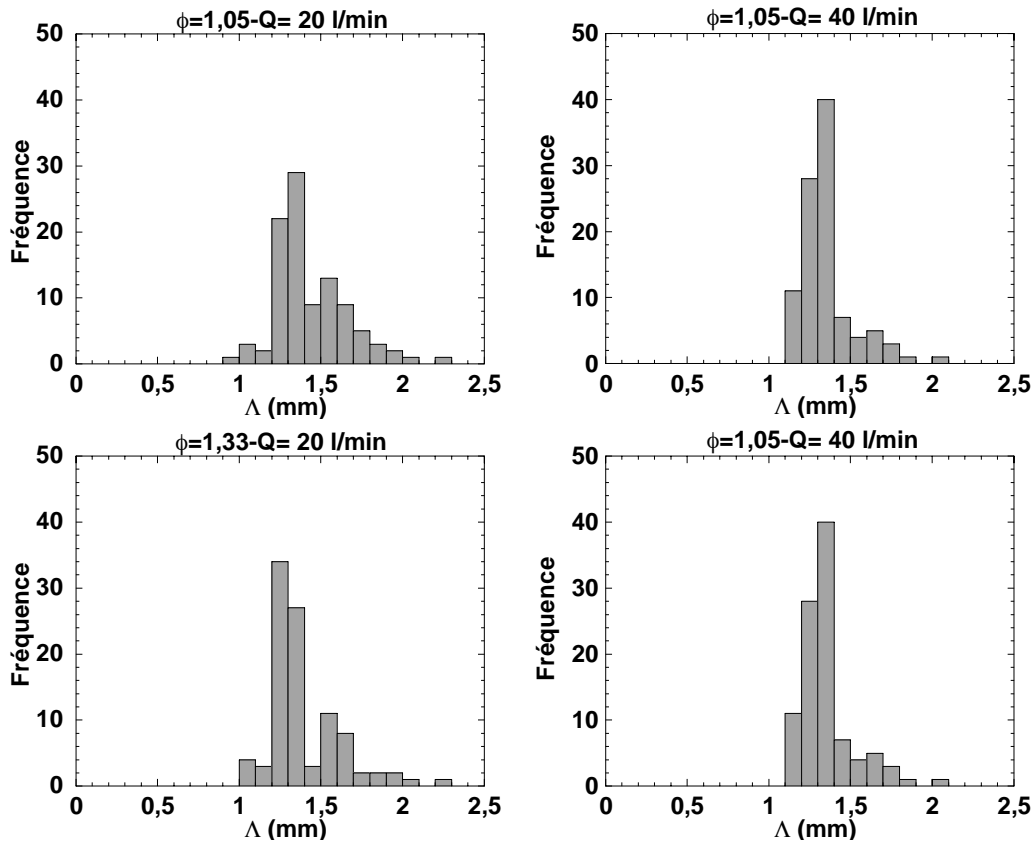


FIG. 2.31 – Fréquence d'apparition de plissements sur le dard en fonction de leur taille caractéristique Λ .

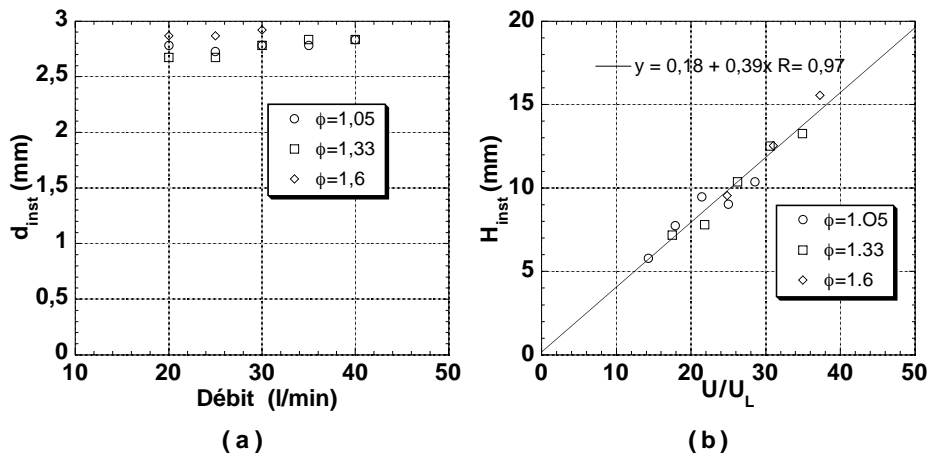


FIG. 2.32 – Position à laquelle le dard devient instable: a) diamètre du dard en fonction du débit, b) hauteur par rapport à la base du dard en fonction du rapport U/U_L .

2.5.3 Origine des variations de surface de flamme

Dans la configuration d'une flamme accrochée sur un brûleur, on peut envisager trois mécanismes, autres que la turbulence de l'écoulement, capables de plisser la flamme à des longueurs d'ondes bien déterminées : les instabilités de jet, l'interaction flamme/modes acoustiques et l'instabilité de Darrieus-Landau.

L'hypothèse d'une instabilité de jet est rapidement écartée puisqu'en présence de la flamme ces instabilités sont repoussées au niveau de l'interface gaz brûlés-air ambiant. Sur le dard, il n'y a pas de contrainte de cisaillement car la composante de vitesse tangentielle au front de flamme est conservée à sa traversée.

Une instabilité due à l'interaction entre la zone d'accrochage et les modes acoustiques internes du brûleur est possible. On sait en effet qu'une modulation acoustique du champ de vitesse en amont de la flamme peut créer des plissements périodiques sur le front [3–5, 9, 49]. Cependant, ces plissements ont forcément une symétrie cylindrique, ce qui n'est pas le cas ici. D'autre part, selon cet effet, le spectre acoustique devrait faire apparaître les fréquences associées aux modes propres du brûleur. Si on assimile la lance du chalumeau à un tube fermé-fermé, la fréquence du mode fondamental est de l'ordre de 600 Hz (pour la lance de 30 cm du chalumeau « Varial-G2 »). Cette fréquence est très en dessous des fréquences caractéristiques du bruit émis par le dard. Si on assimile la lance à un tube fermé-ouvert, la fréquence de résonance est encore plus faible (≈ 300 Hz). Il est donc fort improbable que les instabilités d'accrochage participent à l'émission sonore.

Le dernier candidat est l'instabilité de Darrieus et Landau, bien connue pour conduire à la structuration cellulaire des flammes planes [50, 63]. Pour une flamme accrochée sur un brûleur, l'existence de cette instabilité n'a jamais été démontrée. Dans cette configuration, la composante de vitesse tangentielle à la flamme convecte les cellules et leur développement est spatio-temporel. Le traitement analytique de ce problème est ardu, ainsi que l'obtention d'une configuration expérimentale bien contrôlée. Néanmoins, en réactualisant une technique d'excitation électrostatique développée par Markstein [49], nous avons pu mesurer les taux de croissance de cette instabilité sur la flamme d'un brûleur à fente. Cette étude fait l'objet du chapitre suivant. On montre que l'analyse de stabilité linéaire des flammes libres, effectuée par Clavin et Garcia [17], est toujours valide pour la flamme accrochée. Le taux de croissance spatial est simplement le rapport du taux de croissance temporel à la vitesse de convection des cellules, constante et proche de la vitesse de l'écoulement.

L'instabilité implique qu'une perturbation initiée à la base de la flamme, avec une amplitude initiale a_o , voit son amplitude augmenter exponentiellement à mesure qu'elle est convectée sur le front. Au bout d'un temps t , l'amplitude est $a(t) = a_o e^{\sigma t}$, où σ est le taux de croissance de l'instabilité. La valeur (et le signe) de σ dépendent fortement de la longueur d'onde de la perturbation ; ces deux quantités sont reliées par une relation de dispersion. On verra au chapitre suivant, qu'il existe une

longueur d'onde, Λ_{max} , pour laquelle le taux de croissance a une valeur positive maximum, σ_{max} . On s'attend à ce que cette longueur d'onde apparaisse en premier sur la flamme, au bout d'un temps caractéristique σ_{max}^{-1} . Si on suppose que Λ_{max} correspond à la taille la plus probable des structures observées sur le dard, on verra que la valeur théorique correspondante de σ_{max} est compatible avec l'ordre de grandeur du temps caractéristique, $t_{inst} = H_{inst}/U$, au bout duquel on voit apparaître les structures. Ceci laisse penser que les structures observées sur la flamme du chalumeau résultent du développement de l'instabilité de Darrieus-Landau.

La fréquence caractéristique des variations de surface de flamme associées à la formation des cellules de Landau devrait être reliée au taux de croissance de l'instabilité. Dimensionnellement, celui-ci est de la forme $\sigma \approx kU_L$. La fréquence caractéristique attendue est donc $\sigma/2\pi \approx U_L/\Lambda_{max}$. Pour des mélanges riches en combustibles, ce lien avec la vitesse de flamme implique que la fréquence diminue avec la richesse. Cette tendance est effectivement observée pour les deux fréquences f_{BF} et f_{HF} identifiées sur les spectres de chimiluminescence. Numériquement, $\sigma/2\pi \approx 2300$ Hz, cette fréquence est dix fois plus petite que f_{HF} mais du même ordre de grandeur que f_{BF} . Par conséquent, il est fort probable que le bruit basse fréquence de la flamme soit lié aux variations de surface de flamme créées par les cellules de Landau. Il reste à identifier le mécanisme qui est à l'origine du bruit hautes fréquences.

2.5.4 Origine des hautes fréquences

La figure 2.30 montre que les structures cellulaires arrivant en bout de flamme détachent fréquemment de petites poches de gaz frais. Le détachement d'une poche de gaz frais du front de flamme principal se fait par la combustion d'un isthme de gaz frais plus ou moins cylindrique. Lorsque le diamètre de cet isthme est de l'ordre de l'épaisseur de flamme, sa destruction finale se fait sur une échelle de temps très courte. De la même façon, lorsque le diamètre d'une poche de gaz devient de l'ordre de l'épaisseur de flamme, les gradients de température et de concentration devant le front de flamme disparaissent et la combustion finale se fait également sur un temps court. Ces deux phénomènes, détachement et combustion finale de poches, peuvent être à l'origine du pic de bruit haute fréquence.

L'échelle de temps caractéristique du phénomène est celle de l'annihilation de deux fronts de flamme, t_{ann} . On a vu, dans la section 1.2.3, que ce temps est de l'ordre du temps de transit dans la flamme laminaire, $t_L \approx D_{th}/U_L^2$. La fréquence associée, $(2\pi t_L)^{-1}$, est donc indépendante de la vitesse de l'écoulement. Pour une flamme riche, cette fréquence diminue comme la vitesse de flamme au carré. La fréquence f_{HF} mesurée sur les spectres répond bien à ces critères. Numériquement, avec $D_{th} \approx 2 \cdot 10^{-5}$ m²/s et $U_L = 2,7$ m/s, on a $(2\pi t_L)^{-1} \approx 58$ kHz. Cette fréquence est deux à trois fois plus élevée que les valeurs de f_{HF} mais néanmoins du même

ordre de grandeur. La différence peut être due aux effets thermo-diffusifs qui se manifestent lors du stade final de la combustion. Le temps caractéristique d'annihilation dépend en effet du nombre de Lewis du mélange réactif (voir équation 1.21). On verra d'ailleurs au chapitre 4 que, dans le cas d'une flamme propane-air stoechiométrique, $t_{ann} \approx 8$ à $3 t_L$.

Ces considérations laissent à penser que la formation des poches au bout de la flamme peut expliquer l'origine de l'émission sonore à haute fréquence observée aux faibles débits. Il reste cependant à comprendre pourquoi le bruit émis par ces poches ne s'intensifie pas avec le débit. On observe en effet des poches plus grosses aux débits élevés, où la flamme est plus fortement plissée (voir figure 2.30). En conséquence, on s'attendrait à ce que l'amplitude du pic hautes fréquences augmente avec le débit, contrairement aux observations. On verra, sur un modèle simple, que cela est probablement un effet géométrique. Lorsque l'amplitude des cellules augmente, le volume de gaz frais concerné par le détachement d'une poche est plus petit. Par ailleurs, le volume concerné par la combustion finale d'une poche est indépendant de sa taille initiale.

2.6 Conclusion

La flamme du chalumeau et l'émission sonore associée ont été étudiées en détail dans de ce chapitre. Il a été montré que le bruit émis par cette flamme provient principalement des fluctuations de production volumique du dard prémélangé. La contribution de la flamme de diffusion au rayonnement acoustique est négligeable.

Concernant les effets de propagation du son, le modèle simple élaboré dans la section 1.3.5 prévoit correctement l'atténuation des hautes fréquences acoustiques, observée expérimentalement près de l'axe du brûleur. La couche de gaz brûlés autour du dard se comporte comme un filtre passe-bas, qui atténue les fréquences acoustiques correspondant à une longueur d'onde plus petite que l'épaisseur de gaz brûlés dans la direction d'émission.

Concernant l'émission sonore proprement dite, l'étude fait ressortir deux mécanismes potentiellement responsables des fluctuations de production volumique du dard. Il s'agit des variations de surface de flamme dues au développement de cellules de Landau et de la combustion rapide de petits volumes de gaz frais, associée à la formation et à la disparition des poches détachées en bout de flamme par ces cellules.

À faible débit de mélange ($Q = 15$ l/min), l'émission sonore de la flamme est dominée par des hautes fréquences de l'ordre de l'inverse du temps de transit dans la flamme laminaire. La combustion rapide des petits volumes de gaz frais liée à la présence de poches sur la flamme pourrait en être la cause. Lorsque le débit augmente, l'intensité de ce bruit diminue. Une interprétation physique de cette

atténuation sera proposée au chapitre 4.

Pour des débits plus élevés, une émission sonore à plus basse fréquence est observée. Son intensité augmente rapidement avec le débit. Dans les conditions nominales, ce bruit basse fréquence est dominant et très intense. Sa fréquence caractéristique est proportionnelle au taux de croissance de l'instabilité de Darrieus et Landau. Ce bruit pourrait être généré par les variations de surface de flamme, dues au développement de cellules de Landau. Nous avons en effet observé des structures cellulaires de taille bien définie qui croissent tout étant convectées le long du front de flamme. Ces structures rappellent beaucoup celles que l'on observe sur les flammes planes soumises l'instabilité de Darrieus et Landau mais, dans la configuration d'une flamme de brûleur, l'existence de cette instabilité n'a jamais été mise en évidence jusqu'ici.

Chapitre 3

Étude de l'instabilité de Darrieus et Landau

Dans le chapitre précédent, il a été montré que le bruit émis par la flamme du chalumeau provenait des variations de surface de flamme, dues au développement de structures cellulaires sur le front ; la turbulence de l'écoulement étant trop faible pour en expliquer l'origine, nous avons suggéré que ces structures pouvaient résulter de l'instabilité de Darrieus et Landau. Dans ce chapitre, nous essayerons de justifier cette hypothèse en étudiant expérimentalement cette instabilité dans la configuration d'une flamme accrochée.

Dans un premier temps, la théorie classique de l'instabilité de Darrieus et Landau, pour les flammes planes se propageant librement, est présentée. Sur une flamme accrochée, cette instabilité se développe de façon spatio-temporelle ; deux approches permettant de décrire ce phénomène seront exposées. L'expérience consiste à mesurer le taux de croissance spatial de perturbations contrôlées, initiées à la base d'une flamme diédrique, par analogie avec la flamme du chalumeau dans une géométrie bidimensionnelle. La relation de dispersion de l'instabilité est déterminée et comparée à la théorie. On en déduit une mesure des nombres de Markstein. Ces résultats permettent de relier les structures observées sur la flamme du chalumeau à l'instabilité de Darrieus et Landau.

3.1 Rappels théoriques

En 1938, la première analyse de la structure d'une flamme de prémélange plane se propageant librement, tirant parti de la dépendance exponentielle en température du taux de réaction chimique, est menée par Y.B.Zeldovich et Frank-Kamenetskii [86]. La même année, le français G.Darrieus [23] met en doute l'existence de ce régime de propagation en montrant qu'une flamme plane, vue comme une dis-

continuité hydrodynamique, est inconditionnellement instable. Quelques années plus tard, en Russie, L.D.Landau [40] dans une étude similaire, mais indépendante, parvient aux mêmes conclusions que Darrieus. Cette première étude hydrodynamique est rappelée dans cette section, ainsi que l'influence des flux diffusifs et de l'accélération de la gravité. On évoquera brièvement la saturation de l'instabilité.

3.1.1 Instabilité hydrodynamique

Dans le problème considéré par Darrieus et Landau, la flamme est assimilée à une surface de discontinuité, séparant les gaz frais et brûlés. Ce front se propage avec une vitesse normale constante, U_n , égale à la vitesse de flamme laminaire, U_L . Cette vitesse étant nettement subsonique, l'écoulement est supposé incompressible.

Dans le référentiel où la flamme plane est au repos (en $x = 0$), la vitesse des gaz frais est égale à U_L . Les gaz brûlés s'écoulent vers l'aval à une vitesse plus élevée, $U_b = EU_L$, où $E = \rho_o/\rho_b$ est le facteur d'expansion des gaz (voir figure 3.1a). Cette situation constitue la solution stationnaire du problème.

L'analyse de stabilité linéaire consiste à étudier l'évolution temporelle d'une perturbation infinitésimale, déplaçant le front plan en $x = \zeta$. Cette étude est développée dans le cadre de l'analyse de Fourier en considérant des modes normaux de la forme :

$$\zeta(y,z,t) = a_o \exp(\sigma t - i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}), \quad (3.1)$$

où \mathbf{x} est le vecteur position, et où a_o , \mathbf{k} et σ sont respectivement l'amplitude initiale, le vecteur d'onde et le taux de croissance temporel de la perturbation. Il s'agit de déterminer si pour un nombre d'onde donné, $k = (\mathbf{k}\cdot\mathbf{k})^{1/2} = 2\pi/\Lambda$, la perturbation s'amplifie au cours du temps ($Re[\sigma] > 0$), ou au contraire se résorbe ($Re[\sigma] < 0$). Cela revient à déterminer la relation de dispersion, $\sigma(k)$, inconnue principale du problème. L'étude mathématique consiste à intégrer les équations d'Euler linéarisées au premier ordre, dans les gaz frais et brûlés, en respectant les conditions aux limites à l'infini ainsi que les conditions de saut à la traversée du front dans l'approximation quasi-isobare. Anticipons sur le résultat de cette analyse en examinant la figure 3.1b qui schématise la flamme plissée dans une géométrie bidimensionnelle ($k = |k_y|$).

Le saut de vitesse normale à la traversée du front implique une déviation des lignes de courant vers la normale locale du front de flamme, du côté des gaz brûlés. Il en résulte une convergence (divergence) de l'écoulement de gaz brûlés, en aval des parties convexes (concaves) par rapport aux gaz frais. Cette modification de l'écoulement s'étend uniquement sur une distance de l'ordre de Λ ; plus loin, l'écoulement est uniforme et stationnaire. De ce fait, les lignes de courant se courbent en générant des gradients de pression dans la direction parallèle au front. Le fluide étant incompressible, cette modification de l'écoulement en aval du front se répercute ins-

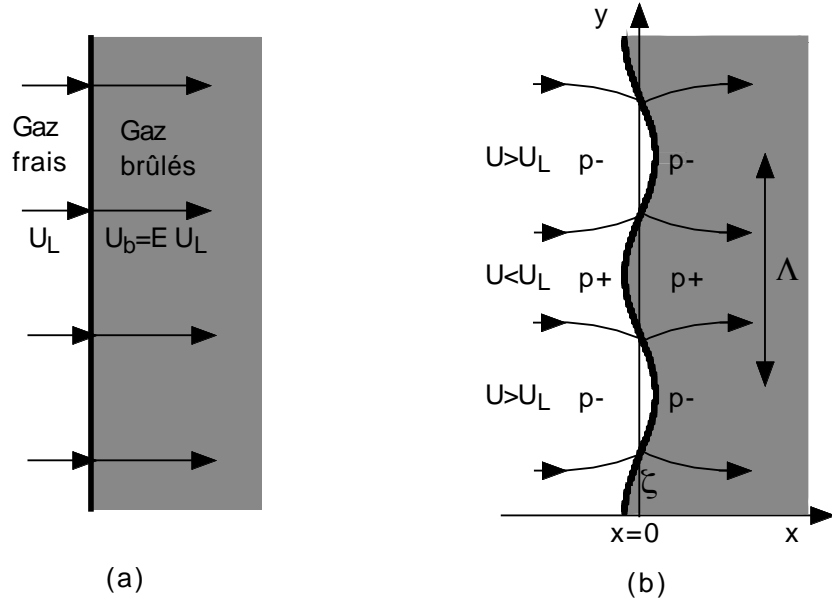


FIG. 3.1 – L’instabilité de Darrieus-Landau: a) le front plan alimenté par un écoulement uniforme constitue la solution stationnaire; b) une perturbation harmonique infinitésimale de la forme stationnaire induit une modification du champ de vitesse, en aval et en amont du front, qui tend à amplifier le plissement.

tantanimement en amont. L’écoulement de gaz frais est alors ralenti en face des parties convexes et accéléré en face des parties concaves. Le champ de vitesse induit par le plissement rend donc le front plan instable par rapport à toute perturbation de sa position d’équilibre. Cette analyse implique un taux de croissance positif, quelle que soit la longueur d’onde de la perturbation.

La forme de la relation de dispersion peut être obtenue par une analyse dimensionnelle. Dans le problème, seules deux quantités sont dimensionnées: la vitesse de flamme, reliée à la vitesse des gaz brûlés par le coefficient de dilatation E , et le vecteur d’onde. Le taux de croissance étant un scalaire ayant la dimension d’une fréquence, sa dépendance fonctionnelle par rapport à ces quantités doit prendre la forme,

$$\sigma = k U_L \Omega, \quad k = (\mathbf{k} \cdot \mathbf{k})^{1/2}, \quad (3.2)$$

où Ω est une fonction positive d’ordre unité à déterminer. En résolvant le problème hydrodynamique, Darrieus [23] et Landau [40] ont effectivement obtenu la relation 3.2 avec

$$\Omega = \frac{E}{E+1} \left[\left(\frac{E^2 + E - 1}{E} \right)^{1/2} - 1 \right]. \quad (3.3)$$

Cette fonction est bien positive pour $E > 0$, et d'ordre unité pour les valeurs usuelles de $E = 6$ à 15 ($\Omega \approx 1,5$ à 3). De plus, Ω croît de façon monotone avec E et s'annule en $E = 1$. Ce comportement met bien en évidence le rôle moteur du saut de densité dans le mécanisme d'instabilité.

Remarquons que le calcul conduit à un taux de croissance dont la partie imaginaire est nulle, ce qui signifie que les perturbations ne se propagent pas sur le front ; elles se développent comme des ondes stationnaires.

La relation de dispersion 3.2 fait apparaître une croissance linéaire du taux de croissance avec le nombre d'onde. Les petites longueurs d'ondes croissent plus vite que les grandes et, quand $\Lambda \rightarrow 0$, le taux de croissance diverge en $+\infty$. Cette singularité montre la limite de validité du modèle de Darrieus et Landau. En réalité, lorsque la longueur d'onde devient de l'ordre de l'épaisseur de flamme, on ne peut plus assimiler la flamme à une simple discontinuité, il faut tenir compte de sa structure interne. Le modèle reste néanmoins correct dans la limite $d_L/\Lambda \rightarrow 0$.

3.1.2 Effets stabilisants

L'analyse de Darrieus et Landau néglige non seulement la structure interne de la flamme, mais également l'accélération de la gravité. Or, ces deux effets peuvent jouer un rôle stabilisant sur l'instabilité hydrodynamique. On présentera uniquement l'aspect physique des phénomènes. Le détail des calculs est donné dans le livre de Zeldovich et al. [84].

Courbure du front à petite échelle

Considérons une flamme alimentée par une réaction chimique dont l'énergie d'activation est élevée ; on la caractérise par le nombre de Zeldovich $\beta = E_a(T_b - T_o)/(\mathcal{R}T_b^2) \gg 1$. Dans ce cas, la structure interne de la flamme se présente comme une zone d'épaisseur $d_L \approx D_{th}/U_L$, lieu des gradients de température et de concentration d'espèces. Du fait de la grande énergie d'activation, le taux de réaction chimique est partout négligeable, excepté dans une couche mince, d'épaisseur d_L/β , où la température est proche de T_b . Plissons maintenant ce front comme dans la figure 3.2.

Lorsque la longueur d'onde des plissements est de l'ordre de l'épaisseur de flamme ($d_L/\Lambda \approx 1$), la courbure du front crée des gradients de température et de concentration dans la direction transverse. Les flux diffusifs induits modifient localement l'équilibre réaction-diffusion à la surface de la zone de réaction. L'influence de ces flux transverses sur la stabilité du front peut être analysée à partir de la figure 3.2.

Dans les parties du front convexes par rapport aux gaz frais, le flux de chaleur transverse évacue une partie de l'énergie dégagée par la réaction chimique pour

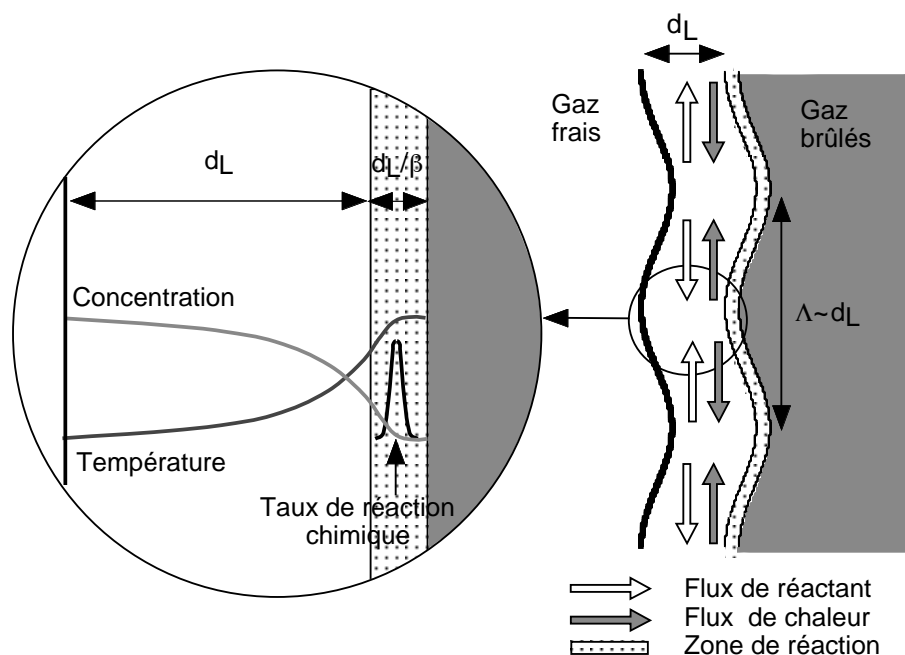


FIG. 3.2 – Flux diffusifs transverses induits par un plissement de la flamme sur l'échelle de son épaisseur. Le zoom fait apparaître les caractéristiques de la structure de flamme laminaire : profils de température et de concentration de réactant et taux de production chimique.

la concentrer dans les parties concaves. De ce fait, la température de combustion diminue dans les parties convexes et augmente dans les parties concaves. Ces variations locales de la température de combustion se répercutent sur la vitesse de flamme, extrêmement sensible à la température pour $\beta \gg 1$: la flamme accélère dans les parties concaves et ralentit dans les parties convexes, résorbant ainsi la perturbation initiale du front. Le flux de chaleur est donc stabilisant. Le profil de concentration des réactants variant dans le sens opposé à celui de la température (la concentration diminue des gaz frais vers les gaz brûlés), on voit que le flux diffusif de réactant produit l'effet opposé. Par conséquent, la stabilité du front de flamme aux petites longueurs d'ondes résulte d'une compétition entre ces deux flux diffusifs. Globalement, le rôle stabilisant ou déstabilisant de la diffusion dépend de la valeur du nombre de Lewis, $Le = D_{th}/D_m$, rapport des diffusivités thermiques et moléculaires. Si $Le > 1$, le flux de chaleur stabilise la flamme aux petites longueurs d'ondes. Si $Le < 1$, le flux diffusif de réactant renforce l'instabilité hydrodynamique. En réalité, la dilatation des gaz entraîne également des flux convectifs transverses qui se superposent aux flux diffusifs. On verra que la somme des deux flux produit généralement un effet stabilisant.

Pour introduire ces effets de courbure à petite échelle dans l'analyse de stabilité du front plan, Markstein [50] (1951) propose d'exprimer la vitesse normale du front sous la forme :

$$U_n = U_L \left(1 - Ma \frac{d_L}{R} \right), \quad (3.4)$$

où R est la courbure du front et Ma le nombre de Markstein¹. Ce nombre est une constante phénoménologique d'ordre unité. Physiquement, cette relation traduit l'impossibilité de plisser la flamme à l'échelle de son épaisseur sans modifier sa structure interne. La vitesse de flamme dépend de la géométrie du front et non plus seulement de la nature du mélange réactif.

Markstein reprendra l'analyse de stabilité avec cette nouvelle expression de la vitesse normale. Le problème hydrodynamique est identique à celui considéré par Darrieus et Landau, mais avec des conditions aux limites différentes sur le front (saut de pression notamment). La résolution des équations conduit à nouveau à la relation 3.2 mais avec,

$$\Omega = \frac{E}{E+1} \left[\left(\frac{E^2 + E - 1}{E} + Ma d_L k (Ma d_L k - 2E) \right)^{1/2} - Ma d_L k - 1 \right]. \quad (3.5)$$

Par rapport au modèle de Darrieus et Landau, le taux de croissance est essentiellement modifié par un terme quadratique, $U_L k Ma d_L k = Ma D_{th} k^2$. Ce résultat était prévisible en raison des dimensions du coefficient de diffusion ($[L]^2/[T]$).

La variation du taux de croissance avec le nombre d'onde, prévue par cette théorie, est représentée sur la figure 3.3, pour différentes valeurs du nombre de Markstein. Sur cette figure σ et k sont respectivement non-dimensionnés par le temps de transit et l'épaisseur de flamme. Pour $Ma = 0$, la relation 3.4 donne $U_n = U_L$ et on retrouve la relation linéaire du modèle de Darrieus et Landau. Lorsque $Ma > 0$, les petites longueurs d'ondes sont stabilisées. La limite de stabilité, définie par $\sigma = 0$, correspond au nombre d'onde neutre :

$$k_n^o = \frac{1}{2} \frac{E - 1}{E} \frac{1}{Ma d_L}. \quad (3.6)$$

Pour $k > k_n^o$, le taux de croissance est négatif et les longueurs d'ondes correspondantes sont stables. Pour $k < k_n^o$, il subsiste une bande de nombres d'ondes instables. Parmi ceux-ci, le mode le plus dangereux, k_{max} , a le taux de croissance le plus élevé. Notons qu'en raison de la forme quadratique de la relation de dispersion, $k_{max} \approx k_n^o/2$. Finalement, pour $Ma < 0$ la théorie prévoit un renforcement de l'instabilité hydrodynamique².

1. Dans l'analyse originale de Markstein, la vitesse normale était exprimée en fonction de la

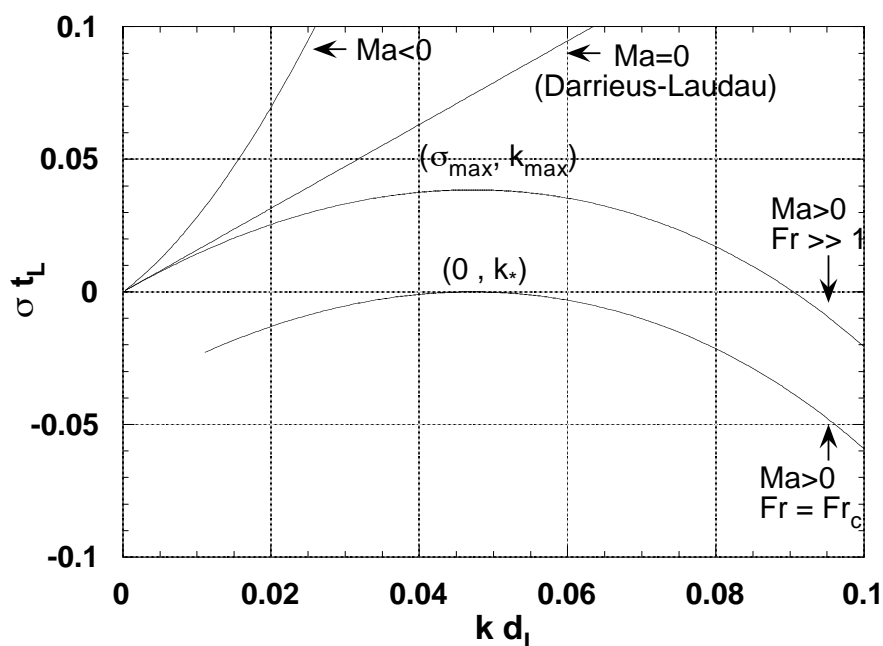


FIG. 3.3 – Variation du taux de croissance réduit en fonction du nombre d'onde réduit pour diverses valeurs du nombre de Markstein et du nombre de Froude.

Dans cette analyse, le nombre de Markstein est un paramètre libre qui reste indéterminé. Markstein supposait que ce nombre pouvait être obtenu par des expériences spécifiques ou par une analyse détaillée de la structure de flamme. En 1982, Clavin et Williams [20] obtiennent effectivement la première expression analytique du nombre de Markstein, prenant en compte à la fois les effets thermo-diffusifs et hydrodynamiques à l'intérieur de la flamme. Dans la section suivante, on présentera un résultat plus complet de Clavin et Garcia [17], qui prend en compte la variation en température des coefficients de transport. On verra que le nombre de Markstein dépend des propriétés diffusives du mélange réactif et des effets hydrodynamiques, à travers le nombre de Lewis et le coefficient de dilatation volumique E respectivement. Pour $E > 5$, le nombre de Markstein est toujours positif, sauf pour certains mélanges où le nombre de Lewis est très faible (les mélanges hydrogène-air pauvres par exemple). Ainsi, comme l'avait pressenti Markstein, la variation de vitesse de flamme associée à la courbure s'oppose généralement à l'instabilité hydrodynamique.

longueur de Markstein, égale au produit $Ma d_L$.

2. Dans ce cas, des termes d'ordre k^4 stabilisent la flamme aux nombres d'onde $kd_L = O(1)$. Ces termes sont associés à la relaxation thermique des modifications de la température de combustion par les flux transverses.

Effet de l'accélération

Lorsque la flamme se propage verticalement, l'accélération de la gravité peut modifier le taux de croissance de l'instabilité par l'intermédiaire de l'instabilité de Taylor [80]. L'effet est différent selon la direction de propagation de la flamme. En propagation ascendante, les gaz frais sont situés au dessus des gaz brûlés qui sont plus légers. Cette situation étant instable vis à vis de l'instabilité de Taylor, on s'attend à un renforcement de l'instabilité de Darrieus-Landau. Inversement, lorsque la flamme se propage vers le bas, la force de gravité doit inhiber le développement de l'instabilité.

La gravité est introduite dans le modèle de Markstein en modifiant le saut de pression à travers le front. Il en résulte une nouvelle expression de Ω qui s'écrit,

$$\Omega = \frac{E}{E+1} \left[\left(\frac{E^2 + E - 1}{E} + Ma d_L k (Ma d_L k - 2E) - \frac{E^2 - 1}{E^2} \frac{g}{k U_L^2} \right)^{1/2} - Ma d_L k - 1 \right]. \quad (3.7)$$

où g est l'accélération de la gravité. Le signe de g est positif lorsque la gravité est dirigée vers les gaz frais et négatif dans le cas contraire. Les nouvelles limites de stabilité ($\Omega = 0$) sont délimitées par les deux nombres d'ondes,

$$\frac{k_n}{k_n^o} = \frac{1}{2} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{8Ma}{E-1} Fr^{-1}} \right), \quad (3.8)$$

où $Fr = U_L^2 / g d_L$ définit le nombre de Froude. En utilisant l'expression de l'épaisseur de flamme, $d_L = D_{th} / U_L$, ce nombre s'écrit $Fr = U_L^3 / g D_{th}$. La gravité influe donc sur l'instabilité lorsque la vitesse de flamme est suffisamment faible ($U_L < 20$ cm/s).

Si la flamme se propage vers le bas ($Fr > 0$), la bande de nombre d'ondes instables, comprise entre les deux valeurs de k_n définies par la relation 3.8, se rétrécit à mesure que Fr^{-1} augmente (*i.e.* la vitesse de flamme diminue). La valeur critique, $Fr_c = 8Ma / (E - 1)$, définit le seuil de stabilité pour lequel le taux de croissance maximum est nul en $k_* = k_n^o / 2$ (voir figure 3.3). Pour $Fr > Fr_c$, le taux de croissance est négatif à toutes les longueurs d'ondes et la flamme est inconditionnellement stable. Dans ces conditions, il est possible d'observer des flammes planes et stationnaires [67], l'instabilité rend le front cellulaire dans les autres cas.

Seule l'accélération de la gravité a été évoquée. Cependant, la flamme peut être influencée par toute autre forme d'accélération, comme par exemple celle due à une onde acoustique. Dans ce cas, en s'inspirant des premiers travaux de Markstein [50], Searby et Rochwerger [68] ont mis en évidence un couplage paramétrique entre le dégagement de chaleur de la flamme et la pression acoustique. Ce couplage peut être suffisamment fort pour stabiliser une flamme dans un domaine primitivement instable.

3.1.3 Analyse de stabilité linéaire complète

L'analyse complète de la stabilité linéaire du front plan incluant, l'hydrodynamique, la diffusion et l'accélération a été effectuée en 1982 par Pelcé et Clavin [54]. À la différence des approches précédentes, cette étude traite rigoureusement la structure interne du front de flamme. Dans l'approximation d'une cinétique chimique simplifiée à une seule réaction de grande énergie d'activation réduite ($\beta \gg 1$), la réaction est confinée à une surface d'épaisseur $d_L/\beta \ll d_L$, située du côté des gaz brûlés. La structure de la flamme est alors étudiée dans la limite asymptotique distinguée $\beta \rightarrow \infty$ et $\beta(Le - 1) = O(1)$ [34]. L'hypothèse $d_L/\Lambda \ll 1$ conduit à étudier séparément la structure de la flamme et celle de l'écoulement [20]. À l'échelle d_L , l'analyse asymptotique locale de la flamme plissée fournit les conditions aux limites sur le front. À l'échelle Λ , ces conditions permettent de résoudre le problème hydrodynamique dans lequel la flamme apparaît comme frontière libre. Cette analyse est valable uniquement dans l'approximation quasi-stationnaire où le temps caractéristique d'évolution des perturbations sur le front, Λ/U_L , est bien plus grand que le temps de transit, $t_L = d_L/U_L$. Par ailleurs, les coefficients de transports sont supposés indépendants de la température. Clavin et Garcia [17] (1983) ont pris en compte des diffusivités réelles, quelques années plus tard, Liñan et Clavin [42] ont analysé l'influence d'une cinétique complexe et, plus récemment, Clavin et Joulin [19] se sont intéressés à des fréquences caractéristiques de l'ordre du temps de transit.

La théorie de Clavin et Garcia [17] permettra d'interpréter nos résultats. Dans ce cas, la relation de dispersion est gouvernée par le polynôme :

$$(\sigma t_L)^2 A(k) + \sigma t_L B(k) + C(k) = 0, \quad (3.9)$$

où les coefficients sont donnés par³ :

$$\begin{aligned} A(k) &= \frac{E+1}{E} + \frac{E-1}{E} k d_L \left(Ma - J \frac{E}{E-1} \right) \\ B(k) &= 2k d_L + 2E (k d_L)^2 (Ma - J) \\ C(k) &= \frac{E-1}{E} \frac{k d_L}{Fr} - (E-1) (k d_L)^2 \left[1 + \frac{1}{E Fr} \left(Ma - J \frac{E}{E-1} \right) \right] \\ &\quad + (E-1) (k d_L)^3 \left[h_b + \left(\frac{3E-1}{E-1} \right) Ma - \frac{E}{E-1} 2J + (2Pr - 1) H \right], \end{aligned} \quad (3.10)$$

où $Pr = \nu/D_{th}$ est le nombre de Prandtl. Les quantités J et H sont données par les intégrales :

$$H = \int_0^1 (h_b - h(\theta)) d\theta, \quad J = (E-1) \int_0^1 \frac{h(\theta)}{1 + (E-1)\theta} d\theta \quad (3.11)$$

3. La notation utilisée, légèrement différente de celle de Clavin et Garcia [17], est proche de celle de Searby et Clavin [66]. En particulier, la quantité $l\mathcal{D}$ dans l'article de Clavin et Garcia est réécrite, en utilisant leur équation (24'), comme $2E/(Ma - JE/(E-1))$.

où $\theta = (T - T_0)/(T_b - T_0)$ est la température réduite, $h(\theta) = [\rho(\theta)D_{th}(\theta)]/[\rho(\theta_o)D_{th}(\theta_o)]$ et $h_b = h(\theta_b)$. Ces intégrales expriment l'influence de la température sur la diffusivité. Le taux de croissance de l'instabilité est donné par $Re[\sigma]$. Qualitativement, la dépendance de $Re[\sigma]$ en fonction du nombre d'onde est toujours bien représentée par la figure 3.3. L'analyse rigoureuse de la structure de flamme, et la prise en compte des diffusivités réelles, entraînent seulement des différences quantitatives par rapport au modèle de Markstein. Par contre, une expression théorique du nombre de Markstein est obtenue :

$$Ma = \frac{E}{E-1}J - \frac{\beta(Le-1)}{2} \int_0^1 \frac{h(\theta) \ln(\theta)}{1+(E-1)\theta} d\theta. \quad (3.12)$$

La dépendance en température des coefficients de transport, donnée par la théorie cinétique des gaz, simplifie cette expression. Dans l'approximation d'un modèle collisionnel de « sphères rigides », la diffusivité thermique varie en $T^{3/2}$, d'où $D_{th}(\theta)/D_{th}(\theta_o) = [1+(E-1)\theta]^{3/2}$ et $h(\theta) = [1+(E-1)\theta]^{1/2}$. Cette expression permet de calculer J et l'intégrale dans le second terme de l'expression 3.12. Le nombre de Markstein prend alors la forme :

$$Ma = \frac{2E}{\sqrt{E}+1} + \beta(Le-1) \left[\frac{2}{\sqrt{E}+1} - \frac{2}{E-1} \cdot \ln \left(\frac{\sqrt{E}+1}{2} \right) \right]. \quad (3.13)$$

Ainsi, dans l'hypothèse d'une cinétique chimique simplifiée à une seule réaction, le nombre de Markstein ne dépend que du coefficient d'expansion, du nombre de Lewis de l'espèce limitant la réaction chimique et de l'énergie d'activation réduite.

Pour calculer le nombre de Markstein, on a besoin de connaître le nombre de Lewis et l'énergie d'activation réduite. Cette dernière est obtenue à partir de la variation de la vitesse de flamme avec la température de combustion. Pour une flamme de propane, la valeur maximum de β ainsi déterminée est de l'ordre de 15 [61]. Le nombre de Lewis, $Le = D_{th}/D_m$, dépend des coefficients de diffusion. Pour un mélange réactif fortement dilué dans une espèce inerte, on considère que le coefficient de diffusion thermique est celui de l'espèce majoritaire, l'azote dans le cas du mélange propane-air, soit $D_{th} \approx 1,9 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$. Les coefficients de diffusion binaire du propane dans l'azote et de l'oxygène dans l'azote valent respectivement $D_{C_3H_8} \approx 1,1 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ et $D_{O_2} \approx 2,2 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$. Par conséquent, dans un mélange de propane-air riche, où l'oxygène est l'espèce déficitaire, $Le \approx 0,86$, tandis que pour un mélange pauvre, où le propane est l'espèce déficitaire, $Le \approx 1,73$. Ainsi, pour une flamme de propane, le facteur $\beta(Le-1)$ doit varier de -2,04 à 10,9, du mélange riche au mélange pauvre. Le nombre de Markstein théorique est tracé en fonction du coefficient d'expansion sur la figure 3.4 pour ces deux valeurs. Dans les deux cas, le nombre de Markstein augmente avec l'expansion des gaz. Pour $\beta(Le-1) = -2,04$, le nombre de Markstein augmente de 3 à 7, quand E varie de

7 (propane-air) à 17 (propane-oxygène pur). Notons l'augmentation de Ma avec le nombre de Lewis (linéaire d'après l'équation 3.13) qui montre le rôle stabilisant de la diffusion thermique.

Dans le cadre de cette théorie, pour des flammes riches, le nombre de Lewis ne dépend pas de la nature du carburant : c'est l'oxygène qui est censé contrôler la réaction chimique. Cette situation implique que le nombre de Markstein est également indépendant des caractéristiques diffusives du carburant utilisé. En réalité, les expériences montrent des différences importantes entre les nombres de Markstein de mélanges riches pour différents carburants [67]. Cela montre qu'un modèle de cinétique chimique à un pas, avec une seule espèce contrôlant la réaction, est trop simplifié pour prédire avec précision le nombre de Markstein ; les résultats donnés par l'expression 3.13 restent très qualitatifs.

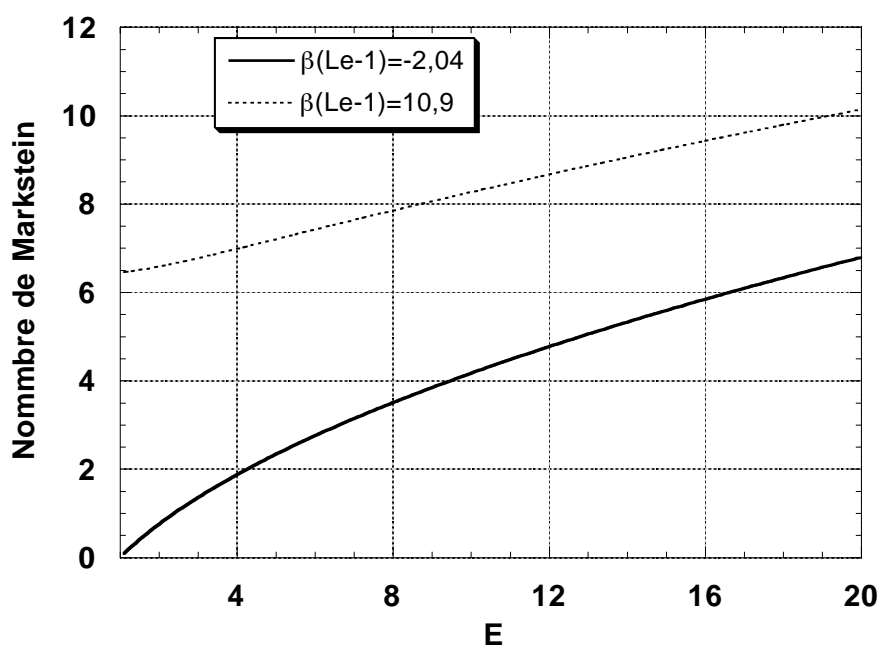


FIG. 3.4 – Nombre de Markstein théorique donné par l'expression 3.13 en fonction du facteur d'expansion, pour deux valeurs du nombre de Lewis : $Le = 1,73$ (propane-air pauvre) et $Le = 0,86$ (propane-air riche), soit respectivement $\beta(Le - 1) = 10,9$ et $\beta(Le - 1) = -2,04$ avec $\beta = 15$.

En fait, le rôle de la diffusion est moins important lorsque les effets hydrodynamiques liés à l'expansion des gaz sont forts. La figure 3.5 fait apparaître séparément les deux termes de l'expression 3.13, calculés en fonction de du coefficient d'expansion dans le cas $\beta(Le - 1) = -2,04$. On constate que la variation du nombre de Markstein avec E est essentiellement donnée par le premier terme de 3.13 qui est indépendant du nombre de Lewis. Le second terme, dépendant de Le , est négligeable

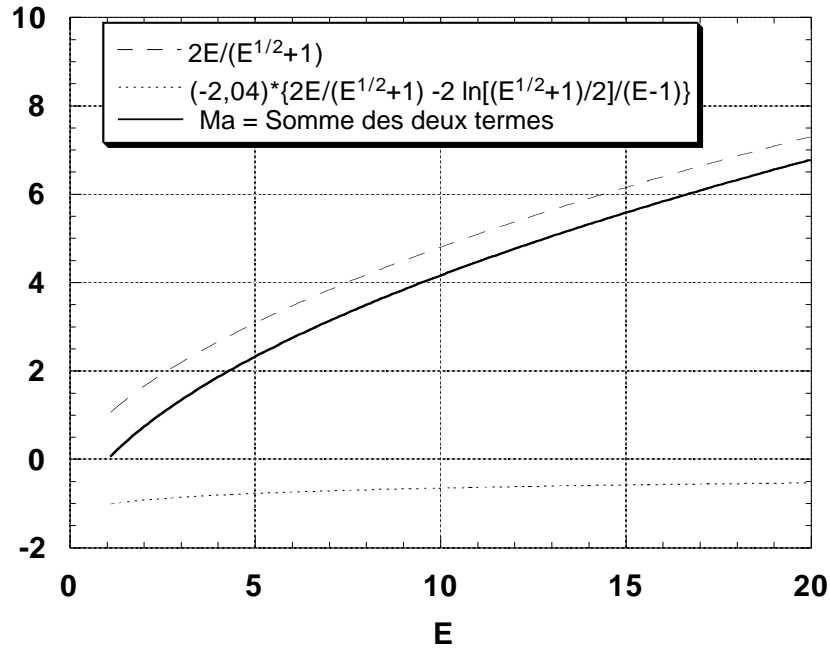


FIG. 3.5 – Comparaison des deux termes intervenant dans l'expression 3.13 du nombre de Markstein, pour $\beta (Le - 1) = -2,04$ (propane-air riche).

par rapport au premier terme lorsque le coefficient d'expansion est assez élevé. Pour une valeur de $E = 17$, correspondant à une flamme de propane-oxygène de richesse $\phi = 1,33$ (voir tableau 2.2), le premier terme est environ 10 fois plus grand que le second. Ainsi, lorsque l'expansion des gaz est élevée, la valeur du nombre de Markstein dépend principalement du coefficient d'expansion et relativement peu des propriétés diffusives du mélange.

La théorie de Clavin et Garcia [17] est valable uniquement pour des mélanges fortement dilués, éloignés de la stoechiométrie. Or, pour les flammes hydrocarbure-oxygène des chalumeaux, le mélange réactif ne contient pas d'azote et peut être proche de la stoechiométrie (bien que plus généralement riche). En l'absence d'une espèce majoritaire, la diffusion moléculaire ne peut plus être modélisée par la loi de Fick. De plus, au voisinage de la stoechiométrie le concept d'une seule espèce limitant la réaction n'est plus valide. Cependant, l'absence d'azote se traduit également par une forte augmentation de la température de combustion et du facteur d'expansion. Ainsi, dans la mesure où le facteur d'expansion, lorsqu'il est élevé, contrôle la valeur du nombre Markstein, la théorie pourrait rester valable pour ces flammes. On reviendra sur ce point en fin de chapitre.

Deux types d'expériences ont validé cette théorie. En étudiant des flammes stabilisées par la gravité, se propageant vers le bas dans un tube, Quinard et al.

[63] (1985) ont montré qu'au seuil de stabilité des structures apparaissent sur le front avec une longueur d'onde bien définie. L'évolution de cette longueur d'onde avec la vitesse de flamme est en bon accord avec les limites de stabilité prédites par la théorie de Clavin et Garcia [17]. Plus récemment, Clanet et Searby [16] (1998), ont mesuré directement le taux de croissance de l'instabilité, à une longueur d'onde d'excitation fixée. Dans cette expérience, une flamme initialement instable est maintenue plane dans un tube à l'aide d'un forçage acoustique paramétrique. Des barreaux régulièrement espacés imposent une perturbation de longueur d'onde fixe dans l'écoulement amont. En coupant le forçage acoustique sur un temps court devant le temps de croissance de l'instabilité, la flamme se plisse sous l'effet de la perturbation initiale de l'écoulement. Le taux de croissance est mesuré à partir d'images successives de la flamme. Les résultats de Clanet et Searby [16] sont bien reproduits par les équations 3.9-3.11.

Les études de Quinard et al. [63] et Clanet et Searby [16] étaient limitées à des flammes relativement lentes ($U_L < 20$ cm/s). Cette condition était imposée par la méthode de stabilisation du front, liée à la gravité dans le premier cas et à une onde acoustique dans le second. Pour des flammes plus rapides, la validité de la théorie restait à vérifier. D'autre part, la forme de la relation de dispersion n'avait encore jamais été vérifiée expérimentalement. Dans leur expérience, Clanet et Searby [16] imposaient en effet une longueur d'onde d'excitation fixe de 2 cm. Pour une longueur d'onde différente, le mode le plus instable apparaissait naturellement, se superposant au mode excité. Notre expérience, présentée plus loin, a permis de mesurer le taux de croissance de l'instabilité sur une large gamme de longueur d'ondes, sans restriction sur la vitesse de flamme.

3.1.4 Saturation

Lorsque la flamme est instable, l'amplitude des structures cellulaires qui apparaissent sur le front croît exponentiellement au cours du temps. Cette loi de croissance exponentielle n'est valable que dans le domaine linéaire. Lorsque l'amplitude des cellules devient de l'ordre de la longueur d'onde, l'analyse de stabilité précédente n'est plus valable. Les effets non-linéaires doivent être examinés.

Pour comprendre comment se manifestent ces effets, considérons une portion de flamme plissée qui se propage dans un mélange au repos (voir figure 3.6). Chaque élément de flamme avançant suivant sa propre normale, il est possible de construire l'évolution temporelle du front par une application directe du principe de Huygens emprunté à l'optique géométrique. On s'aperçoit ainsi que les parties convexes du front s'élargissent, tandis que les parties concaves se rétrécissent. Ces dernières finissent par former des points anguleux analogues à des caustiques optiques. Au niveau de ces cusps, les fronts de flamme de deux cellules adjacentes se rejoignent ; la vitesse normale de propagation devient alors supérieure à la vitesse de flamme. Cet

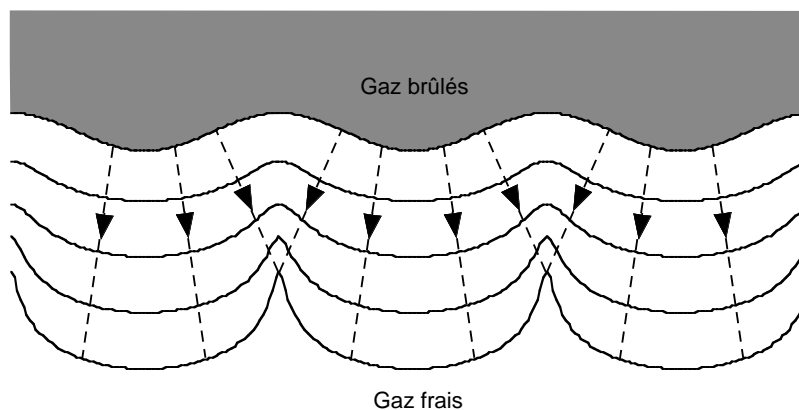


FIG. 3.6 – Formation de cusps lors de la propagation d'une flamme plissée. Les traits pointillés représentent les trajectoires de points du front, construites à partir du principe d'Huygens.

effet, purement géométrique, implique une diminution de l'amplitude des perturbations, qui s'oppose à la croissance exponentielle de l'instabilité. Tout d'abord discuté par Petersen et Emmons [56], ce phénomène a été étudié ensuite par Zeldovich [85]. Rappelons brièvement son analyse.

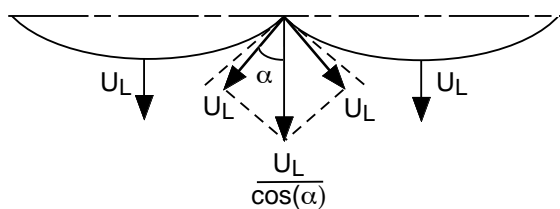


FIG. 3.7 – Vitesse de propagation d'un cusp

La figure 3.7 montre que la vitesse d'un cusp est égale à $U_L / \cos \alpha$, où α est l'angle entre les directions normales à la flamme, au cusp et au niveau de la partie convexe. La vitesse de la partie convexe étant égale à la vitesse de flamme laminaire, U_L , l'amplitude de la cellule, $a(t)$, diminue selon la loi

$$\frac{da}{dt} = U_L - \frac{U_L}{\cos \alpha}, \quad (3.14)$$

En assimilant les cellules à des portions de paraboles, pour de faibles valeurs de α ,

on a $\tan \alpha \approx \alpha = 4a/\Lambda = 2ak/\pi$. Dans ce cas, l'équation 3.14 devient

$$\frac{da}{dt} = -\frac{2}{\pi^2}k^2U_La^2. \quad (3.15)$$

La saturation de l'instabilité par la formation de cusps apparaît clairement comme un phénomène non-linéaire. L'effet est quadratique en a . Pour calculer l'amplitude des cellules atteinte à la saturation, il faut mettre en compétition la croissance exponentielle de l'instabilité et cette décroissance quadratique, soit

$$\frac{da}{dt} = \sigma a - \frac{2}{\pi^2}k^2U_La^2. \quad (3.16)$$

Lorsque l'instabilité est saturée, l'amplitude n'évolue plus, $da/dt = 0$. En utilisant l'expression de Darrius et Landau pour exprimer σ (équations 3.2 et 3.3), l'amplitude atteinte à la saturation est

$$a_{sat} = \frac{\pi}{4} \frac{\sqrt{E^3 + E^2 - E}}{E + 1} \Lambda \approx \frac{\pi}{4} \sqrt{E} \Lambda. \quad (3.17)$$

Pour les valeurs habituelles de $E = 6$ à 15 , cette expression prévoit une amplitude environ 1,7 à 2,9 fois plus grande que la longueur d'onde. Ces valeurs sont supérieures aux valeurs expérimentales, rarement plus grandes que 0,5 [50, 56]. Cela est lié en partie à la structure interne de la flamme, qui impose un rayon de courbure minimum au niveau des cusps qui sont toujours légèrement arrondis. En ce sens, la structure d'un cusp est similaire à celle de la pointe d'une flamme de bec Bunsen. La vitesse de propagation du cusp n'est pas donnée par $U_L/\cos \alpha$, mais plutôt par la relation de Markstein 3.4. Le modèle de Zeldovich reste donc très qualitatif mais il met bien en évidence le caractère non-linéaire de la saturation.

En 1977, Sivashinsky [71] a proposé une équation d'évolution du front de flamme afin de décrire cette dynamique non linéaire. Cette équation a été établie dans l'approximation peu réaliste d'une faible expansion des gaz. Plus récemment, Joulin et Cambray [33](1992) ont étendu, de façon phénoménologique, cette équation à des situations réalistes où l'expansion n'est pas négligeable. La forme et l'évolution temporelle du front de flamme prédites par cette équation sont en bon accord avec des simulations numériques directes, effectuées par Denet [24] en 1988.

3.2 Flammes accrochées

On dispose actuellement d'une description théorique satisfaisante de l'instabilité de Darrius-Landau, pour les flammes planes se propageant librement. Il n'en va pas de même pour les flammes accrochées. Dans ce cas, la flamme est inclinée dans l'écoulement et la composante de vitesse tangentielle au front convecte les

plissements vers le sommet de la flamme. Le développement de l'instabilité devient alors spatio-temporel (voir figure 3.8). Cet aspect est bien mis en évidence par l'une des premières expériences de Markstein [49].

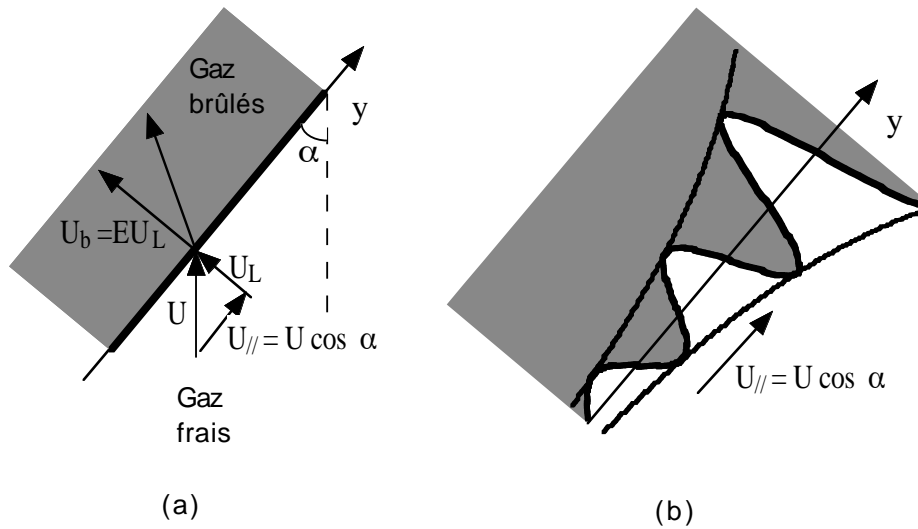


FIG. 3.8 – *Instabilité de Darrieus-Landau sur une flamme accrochée : a) solution stationnaire ; b) les perturbations se développent tout en étant convectées le long du front.*

L'expérience consistait à créer une petite perturbation harmonique à la base d'une flamme diédrique accrochée sur un brûleur à fente. La perturbation produisait un plissement de longueur d'onde constante, se propageant sur le front à la vitesse tangentielle de l'écoulement. L'amplitude du plissement augmentait au cours de la propagation, ce qui se traduisait par un élargissement de son enveloppe, stationnaire dans le référentiel du laboratoire. Par la suite, Markstein a associé ce phénomène l'instabilité de Darrieus-Landau [50] et a développé une théorie permettant de transposer l'analyse de stabilité de la flamme plane libre à cette configuration.

Cette approche, qui a reçu très peu d'attention par le passé, est rappelée ci-dessous. Une approche plus physique, basée sur la définition d'un temps Lagrangien sera présentée ensuite.

3.2.1 Modèle de Markstein

L'existence d'un point d'accrochage sur la flamme brise la propriété d'invariance par translation le long de la coordonnée transverse et des solutions dont l'amplitude varie le long du front doivent être envisagées. Pour cela, Markstein propose de considérer des valeurs complexes du nombre d'onde. Dans ce cas, en deux dimensions, la

perturbation imposée au front s'écrit,

$$\zeta(y,t) = a_o \exp \psi(y,t), \quad (3.18)$$

l'argument de l'exponentielle étant défini par,

$$\psi(y,t) = \sigma t -iky = \text{Im}[k]y + \text{Re}[\sigma]t - i(\text{Re}[k]y - \text{Im}[\sigma]t). \quad (3.19)$$

La relation 3.19 peut s'écrire sous la forme,

$$\psi(y,t) = \text{Im}[k](y + C_e t) - i\text{Re}[k](y - C_\phi t), \quad (3.20)$$

qui représente une onde dont l'amplitude croît exponentiellement dans la direction y lorsque $\text{Im}[k] > 0^4$. L'enveloppe de cette perturbation se déplace en direction des y négatifs à la vitesse d'ensemble

$$C_e = \frac{\text{Re}[\sigma]}{\text{Im}[k]} \quad (3.21)$$

tandis que la porteuse se déplace en direction des y positifs avec la vitesse de phase

$$C_\phi = \frac{\text{Im}[\sigma]}{\text{Re}[k]}. \quad (3.22)$$

Sur une flamme accrochée, l'enveloppe est stationnaire dans le référentiel du laboratoire. Pour que la solution 3.20 vérifie cette condition, il faut se placer dans le référentiel en mouvement à la vitesse de d'ensemble $-C_e$. La transformation $\tilde{y} = y + C_e t$, conduit à

$$\zeta(\tilde{y},t) = a \exp(\text{Im}[k]\tilde{y} - i\text{Re}[k]\tilde{y} + i\tilde{\omega}t). \quad (3.23)$$

où la fréquence angulaire est donnée par

$$\tilde{\omega} = \text{Re}[k](C_e + C_\phi) = \text{Re}[k] \left(\frac{\text{Re}[\sigma]}{\text{Im}[k]} + \frac{\text{Im}[\sigma]}{\text{Re}[k]} \right) \quad (3.24)$$

Cette fréquence, définie dans le référentiel du laboratoire, représente, par exemple, la fréquence des perturbations introduites à la base de la flamme dans l'expérience de Markstein [49] décrite plus haut. L'équation 3.23 correspond à la solution recherchée, la perturbation se déplace comme une onde avec une enveloppe variant exponentiellement sur le front.

4. Dans l'analyse originale de Markstein [50], l'amplitude décroît lorsque y augmente car l'axe est orienté dans le sens opposé.

Le changement de référentiel implique que la vitesse tangentielle $-C_e$ a été superposée à l'écoulement de base. Cette vitesse doit correspondre à la vitesse tangentielle du fluide sur la flamme inclinée, soit

$$-C_e = -\frac{Re[\sigma]}{Im[k]} = U_{\parallel} = U \cos \alpha, \quad (3.25)$$

où α est l'inclinaison de la flamme par rapport à la direction de l'écoulement de gaz frais.

Selon Markstein, si la relation entre σ et k est connue dans le plan complexe pour la flamme non inclinée, les équations 3.24 et 3.25 donnent, pour un angle α , la réponse de la flamme inclinée à une perturbation de fréquence angulaire $\tilde{\omega}$. Markstein a effectué le calcul, pour plusieurs inclinaisons entre 20 et 70°, à partir du modèle d'Eckhaus [27]. Ce modèle fut le premier à prendre en compte simultanément la courbure du front et l'étirement, dans l'analyse de stabilité de la flamme libre. Le calcul de Markstein met en évidence deux types de réponses.

Aux angles $\alpha < 24^\circ$, la flamme suit une réponse dite normale pour laquelle la partie réelle du nombre d'onde, $Re[k]$, varie quasi linéairement avec $\tilde{\omega}$. Une légère déviation par rapport à cette relation linéaire est néanmoins observée. Elle est due à l'existence d'une partie imaginaire non nulle du taux de croissance, qui induit une vitesse de phase (voir équation 3.24). Les perturbations ont une vitesse de propagation propre, C_ϕ , différente de la vitesse convective. Cette vitesse reste cependant faible, de sorte que, conformément aux observations expérimentales, les perturbations se déplacent avec une vitesse très proche de la vitesse tangentielle. De plus, le taux de croissance spatial, $Im[k]$, varie avec $\tilde{\omega}$ comme σ avec k dans le cas de la flamme libre : il existe une bande de fréquences instables avec une fréquence dont le taux de croissance est maximum.

Cette réponse normale existe jusqu'à un angle critique de 45°. Cependant, entre 24° et 45°, l'analyse prédit également une réponse anormale pour laquelle la relation entre $\tilde{\omega}$ et $Re[k]$ n'est plus linéaire. De plus, pour $\tilde{\omega} = 0$, des perturbations de longueur d'onde finie, stationnaires dans le référentiel du laboratoire, s'amplifient. Leur taux de croissance spatial est beaucoup plus fort que pour la réponse normale. Markstein en conclut que, dans cette gamme d'angles, la réponse anormale devrait apparaître préférentiellement. Au delà de l'angle critique de 45°, la réponse normale n'existe plus. Le taux de croissance spatial est constitué de deux branches, chacune d'elles représentant une partie des réponses normale et anormale.

Si la nature physique de la réponse normale semble cohérente avec les observations expérimentales, en revanche, la réponse anormale n'a jamais été observée. Étant donné la difficulté à accrocher une flamme sur un brûleur pour des angles inférieurs à 24°, sans s'exposer à un retour de flamme, l'observation des comportements prédits par Markstein est certainement difficile. Il faut aussi rappeler que cette analyse est basée sur les résultats du modèle d'Eckhaus qui est maintenant

remplacé par les analyses plus complètes de Pelcé et Clavin [54] ou Clavin et Garcia [17]. Il serait intéressant de reprendre l'analyse de Markstein à partir de ces modèles plus récents. On peut tout de même s'interroger sur la réalité physique des solutions de la forme 3.18-3.19, divergentes en $y \rightarrow \infty$. Markstein avait noté ce problème mais, selon lui, la longueur de la flamme étant finie et l'instabilité étant de toute façon saturée par des effets non-linéaires, il reste possible d'envisager ces solutions.

3.2.2 Approche Lagrangienne

Une autre façon d'aborder le problème est d'adopter un point de vue Lagrangien. Si le taux de croissance temporel est faible par rapport à l'inverse du temps de convection d'une cellule, soit $\sigma \ll kU_{\parallel}$, localement, la forme du front doit rester proche de celle d'une flamme libre : chaque cellule de longueur d'onde Λ et d'amplitude $a \ll \Lambda$ se situe entre deux cellules d'amplitude $a(1 \pm \sigma/kU_{\parallel}) \approx a$. Dans ce cas, la définition d'un temps Lagrangien, $t = y/U_{\parallel}$, ramène le développement temporel de l'instabilité à un problème spatial. En remplaçant ce temps dans l'expression 3.1, la perturbation infinitésimale du front prend la forme

$$\zeta(y,t) = a_o \exp(\sigma_s y - i\omega_s t). \quad (3.26)$$

Dans cette expression le taux de croissance spatial est donné par

$$\sigma_s = \frac{\sigma}{U_{\parallel}} \quad (3.27)$$

et la fréquence angulaire par

$$\omega_s = kU_{\parallel} \quad (3.28)$$

La condition de croissance lente équivaut à $\sigma \ll \omega_s$. Le taux de croissance étant de la forme $\sigma \approx kU_L$ cette condition implique $U_L/U_{\parallel} \ll 1$. Avec $U_{\parallel} = U_L/\tan \alpha$, on doit avoir $\tan \alpha \ll 1$, soit $\alpha \ll 45^\circ$. Remarquons que cet angle correspond à la valeur critique au delà de laquelle la réponse normale n'est plus observée dans l'approche de Markstein.

L'expression 3.27 permet de calculer le taux de croissance spatial de l'instabilité, connaissant le taux de croissance temporel pour la flamme libre et la vitesse parallèle au front. La gravité et l'interaction entre fronts de flammes doivent toutefois rester négligeables.

La flamme diédrique permet d'illustrer l'effet de l'interaction entre fronts. Supposons un angle au sommet de la flamme très aigu ($U \gg U_L$), de sorte que l'on puisse assimiler les deux fronts de flamme opposés à deux plans parallèles. Pour une perturbation de même longueur d'onde sur les deux côtés, le champ de vitesse induit par le plissement sur l'un des côtés, qui s'étend sur une distance de l'ordre

de $1/k = \Lambda/2\pi$, agit sur la forme du front opposé. En retour, cette modification induit un champ de vitesse qui interagit avec celui qui lui a donné naissance. Cette rétroaction peut être déstabilisante ou au contraire stabilisante, selon la différence de phase entre les perturbations de chaque côté. Deux situations différentes sont schématisées sur la figure 3.9. Pour des perturbations en opposition de phase (mode variqueux), la rétroaction est négative et l'effet est stabilisant. Au contraire, si les perturbations sont en phase (mode sinueux), la rétroaction est positive et le couplage renforce l'instabilité. Cette interaction hydrodynamique modifie le taux de croissance de l'instabilité par rapport à la flamme plane libre. Lorsque la flamme est axisymétrique, *i.e.* conique, le raisonnement est le même par raison de symétrie. Notons que pour une distance entre fronts supérieure à $\Lambda/2\pi$, l'interaction hydrodynamique devient négligeable.

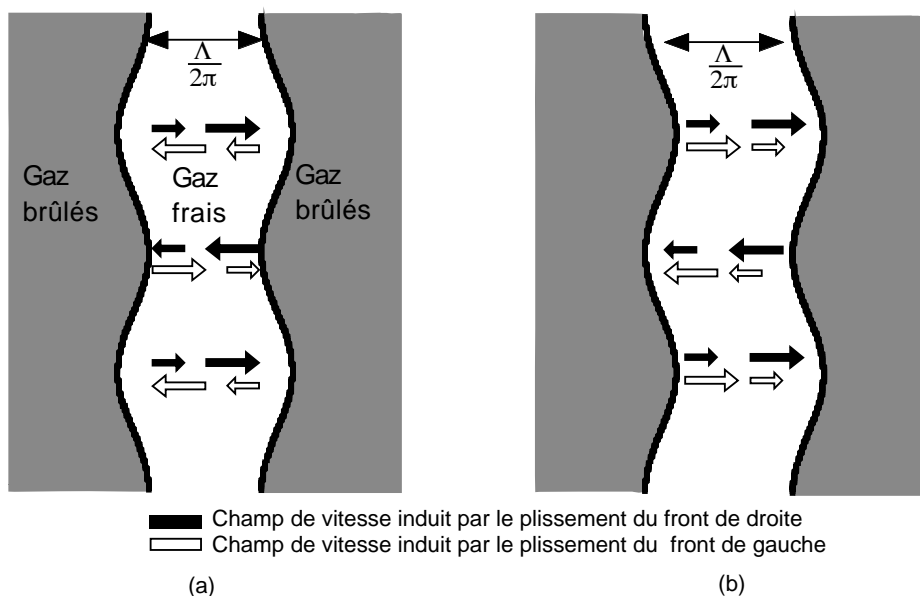


FIG. 3.9 – Interaction hydrodynamique entre deux fronts de flamme opposés : a) le mode variqueux est stable ; b) le mode sinueux est instable.

La gravité peut elle aussi modifier la dynamique de l'instabilité car sa composante parallèle au front introduit une force de volume asymétrique. Garcia et Borghi [29] se sont intéressés à ce problème en étudiant la stabilité linéaire d'une flamme inclinée. Ce travail, parfois cité en référence à l'instabilité de Landau sur des flammes accrochées [62], est en fait peu pertinent pour notre étude. Les auteurs considèrent en effet une flamme inclinée, infiniment étendue, et soumise à une perturbation harmonique d'amplitude uniforme. La composante de vitesse tangentielle convecte les perturbations sur le front, mais un simple changement de référentiel Galiléen ramène le problème à celui de la flamme plane libre, où les perturbations croissent

comme des ondes stationnaires d'amplitude uniforme. Or, pour une flamme accrochée, l'amplitude varie le long du front ; il s'agit d'ailleurs de la principale différence avec la flamme libre. L'intérêt principal de l'étude de Garcia et Borghi est la mise en évidence de l'influence de la composante de la gravité parallèle au front. Ce problème est similaire à celui d'une flamme plane libre, verticale, se propageant horizontalement dans le champ de pesanteur. L'étude montre que la relation de dispersion est modifiée par rapport à la propagation verticale. Les perturbations peuvent avoir une vitesse de propagation propre, différente de la vitesse convective, et le taux de croissance temporel varie de façon plus complexe que pour la flamme libre horizontale. Notons toutefois que cette analyse est basée sur la perturbation d'une solution stationnaire non physique. En effet, en aval du front plan incliné, Garcia et Borghi montrent que l'accélération de la gravité crée des lignes de courant paraboliques. La composante de vitesse tangentielle au front de flamme augmente alors linéairement avec la distance au front. Cette divergence constitue sans doute le point le plus discutable de l'analyse de Garcia et Borghi. Cette étude montre néanmoins que la gravité modifie probablement l'instabilité lorsque la flamme n'est pas horizontale. Si le nombre de Froude est suffisamment élevé ces effets sont négligeables.

3.3 Objectifs et démarche expérimentale

Dans le cas des flammes de chalumeaux, la vitesse de l'écoulement est grande devant la vitesse de flamme et $\tan \alpha \approx \alpha \ll 1$. Le taux de croissance de l'instabilité de Darrieus-Landau doit donc être long par rapport à l'inverse du temps de convection d'une cellule. Nous verrons que $\sigma_{max}/k_{max}U_{\parallel}$ est de l'ordre de 10^{-2} pour ces flammes. D'autre part, la vitesse de flamme étant de l'ordre de 3 m/s, la gravité est totalement négligeable ($Fr^{-1} \approx D_{th}g/U_L^3 \approx 10^{-5}$). Notons aussi que les structures cellulaires qui apparaissent sur une flamme de diamètre 2,8 mm ont une longueur d'onde moyenne de 1,3 mm, c'est à dire que $\Lambda/2\pi \approx 0,2 \ll 2,8$ mm. L'interaction hydrodynamique entre fronts de flamme doit donc rester faible, tout au moins au début de la croissance. Par conséquent, on devrait pouvoir utiliser la théorie de la flamme plane libre, pour prédire le taux de croissance spatial et la longueur d'onde des perturbations, susceptibles de croître sur la flamme du chalumeau. Il reste, bien sûr, le problème du passage d'une géométrie plane à une géométrie cylindrique. Néanmoins, tant que l'amplitude des plissements reste faible devant la courbure, l'instabilité devrait se développer comme dans le cas plan. Cela demande une vérification expérimentale.

L'idéal eut été une étude directe de l'instabilité de Landau sur la flamme du chalumeau, ce fut malheureusement impossible. En raison des valeurs importantes de la vitesse de flamme et de la température de combustion ($U_L \approx 3$ m/s et $T_b \approx$

3000 K) le taux de croissance de l'instabilité est très élevé ($\sigma \propto T_b U_L$). La flamme est alors auto-turbulente et totalement incontrôlable. En conséquence, la dynamique de l'instabilité a été étudiée sur des flammes moins rapides, plus faciles à contrôler, avant de revenir aux flammes de chalumeaux.

L'étude a porté sur des flammes de propane-air pouvant être enrichies en oxygène. L'objectif premier était de vérifier si la théorie de Clavin et Garcia [17] prédit correctement le taux de croissance spatial de l'instabilité, sur une flamme de brûleur avec ces mélanges. L'étape suivante était l'extrapolation des résultats aux flammes de chalumeaux alimentées en propane-oxygène pur.

L'étude de l'instabilité nécessite de caractériser sa relation de dispersion. Il s'agit de mesurer le taux de croissance spatial de petites perturbations harmoniques du front de flamme, en fonction de la longueur d'onde. Pour cela on a besoin d'un système qui crée, sur une flamme laminaire, des perturbations artificielles de longueur d'onde et d'amplitude initiale contrôlées. Une perturbation d'origine mécanique a d'abord été envisagée. Un brûleur à fente produisant une flamme diédrique bidimensionnelle parfaitement laminaire a été conçu. La base de cette flamme a été excitée par divers systèmes vibrants mais sans succès. Les fréquences de vibration requises, supérieures à 1 kHz, sont en effet trop élevées pour un système mécanique. Finalement, une perturbation d'origine électrostatique s'est avérée nettement plus efficace. Cette expérience est présentée dans les sections suivantes.

3.4 Expérience

L'ensemble du dispositif expérimental utilisé pour cette étude est représenté sur la figure 3.10. Il est composé d'un brûleur à fente, d'un dispositif d'excitation électrostatique et d'un système d'acquisition d'image.

3.4.1 Le brûleur

Le brûleur est conçu pour donner à sa sortie un profil de vitesse laminaire de type bouchon. Il est composé d'une section divergente, d'une chambre de tranquillisation et d'une buse. Le divergent, long de 60 mm, est rempli de billes de verre de 4 mm de diamètre qui évitent la formation d'un jet. L'écoulement de faible vitesse est laminarisé dans la chambre de tranquillisation de section 140*140 mm, conçue d'après les règles de construction données par Mehta et Bradshaw [51] et Bell et Mehta [6]. Un nid d'abeille de 20 mm de haut et de taille d'alvéole 4 mm, suivi de trois grilles de maille décroissante, assurent ensemble une réduction de la turbulence résiduelle. Finalement, une section convergente bidimensionnelle accélère l'écoulement jusqu'à la section de sortie de 8*80 mm. Les fluctuations de vitesse sont ainsi réduites à une fraction plus faible de la vitesse moyenne. Le rapport d'aspect de la

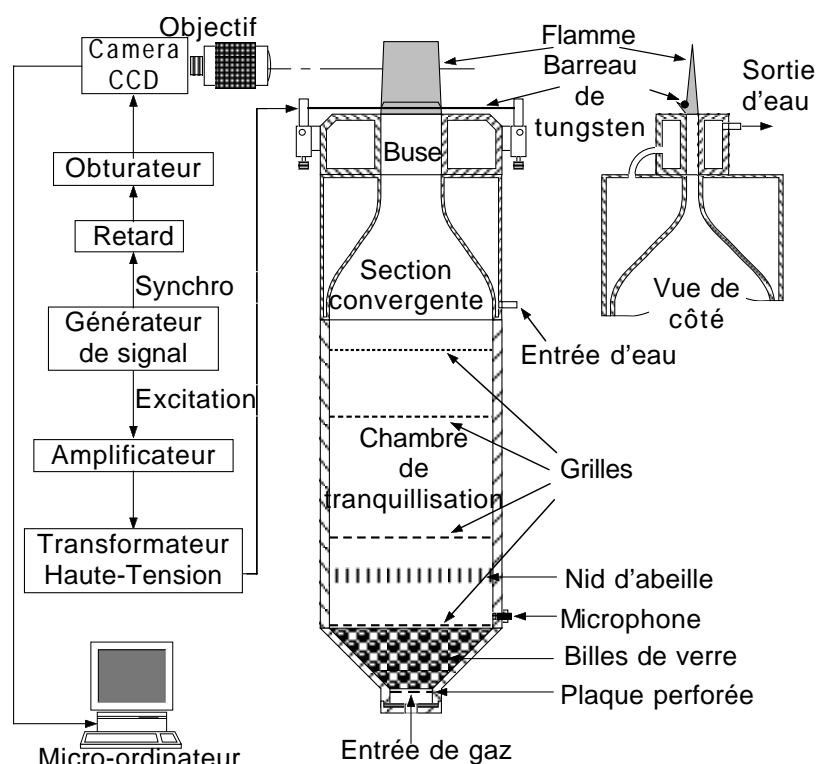


FIG. 3.10 – Représentation schématique du brûleur, du système d'excitation électrostatique et de la chaîne d'acquisition d'images.

section de sortie (1 :10) minimise les effets de bords de l'écoulement sur la flamme.

Des expériences préliminaires ont fait apparaître une oscillation verticale de la flamme à basse fréquence (61 Hz), due à une résonance du brûleur, vu comme un résonateur de Helmholtz. Cette oscillation parasite a été réduite de manière significative, en ajoutant une buse de 70 mm de long à la sortie de la section convergente. Cela a ramené la fréquence de résonance à 43 Hz, réduisant ainsi l'énergie rayonnée par la sortie du brûleur (proportionnelle à ω^2 pour un tube ouvert). La flamme était alors nettement plus stable. L'inconvénient de cette augmentation de longueur est un épaississement de la couche limite laminaire, qui donne lieu à une légère courbure de la base de la flamme, visible sur la partie non perturbée du front (voir figure 3.13). Les profils de vitesse de la figure 3.11 montrent que l'épaisseur de la couche limite est de l'ordre de 1.5 mm. Par ailleurs, pour éviter la formation d'une couche limite thermique près des parois, la section convergente et la buse étaient refroidies par eau à la température des gaz frais ($\approx 20^\circ \text{C}$).

L'étude nécessite l'utilisation de trois gaz différents : propane, air et oxygène. Le propane est stocké sous forme liquide dans une bouteille de 10 m^3 pressurisée à 200 bars ; un réchauffeur le ramène à l'état gazeux à une pression de 6 bars. L'air

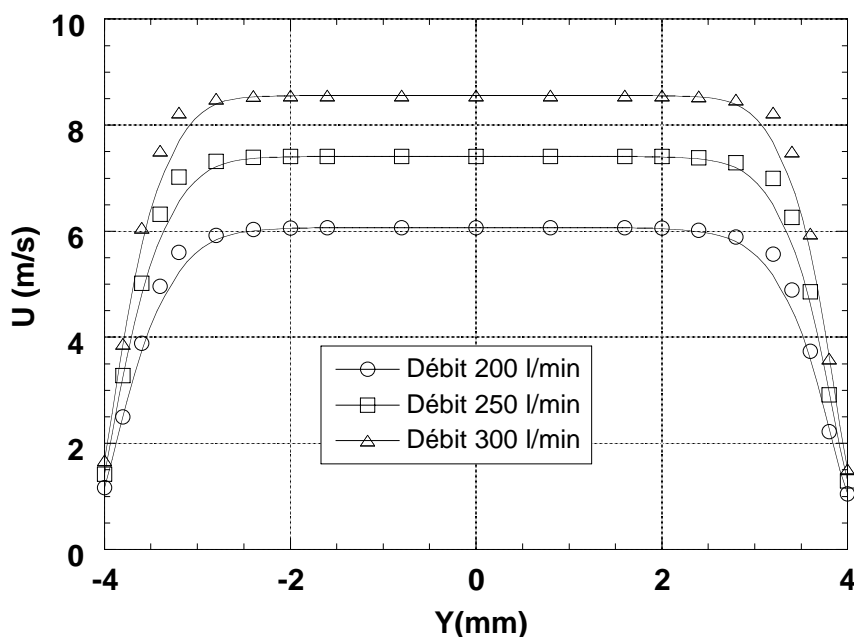


FIG. 3.11 – Profils transverses de la vitesse longitudinale pour les trois débits de gaz utilisés dans l'expérience

est fourni par un compresseur couplé à un assécheur. L'oxygène est stocké dans une bouteille de 10 m^3 pressurisée à 200 bars. Le débit de chacun des gaz est contrôlé par un système de cols soniques (voir section 2.1.2). Les trois circuits d'alimentation débouchent dans une chambre de mélange cylindrique ; le mélange réactif est ensuite acheminé vers le brûleur par un tuyau souple. Un silencieux, intercalé dans la conduite, limite le bruit parasite provenant des cols soniques. Ce bruit perturbe la flamme en créant des résonances dans la chambre de tranquillisation du brûleur. Un ensemenceur est placé en aval du silencieux ; il génère les gouttelettes d'huile nécessaires aux mesures de vitesse par anémométrie laser.

Dans un premier temps, des mélanges de propane-air dans la gamme de richesse $1.05 \leq \phi \leq 1.33$ ont été utilisés. Ensuite, des flammes enrichies à 28% d'oxygène (contre 21% dans l'air) ont été étudiées aux richesses $\phi = 1.05$ et $\phi = 1.33$. Les vitesses de flammes correspondantes sont regroupées dans le tableau 3.1, avec les autres données nécessaires aux calculs. Pour toutes les mesures avec les mélanges de propane-air le débit de gaz était de 250 l/min, excepté à la richesse $\phi = 1.05$ où le débit maximum, avant le soufflage de la flamme, était de 200 l/min. Pour les deux flammes enrichies en oxygène, le débit était de 300 l/min. Comme le montre la figure 3.11, ces débits correspondent à des vitesses au centre de l'écoulement $U_o = 6.05, 7.39$ et 8.56 m/s . Ces vitesses sont bien plus grandes que les vitesses de flamme. La valeur maximum du rapport U_L/U_o étant de 8.10^{-2} , l'angle d'inclinaison

de la flamme par rapport à l'écoulement est toujours inférieur à 5° . D'autre part, pour la plus faible vitesse de flamme, $U_L = 0.27$ m/s, le nombre de Froude $Fr = U_L^3/gD_{th}$ est supérieur à 100. La gravité est donc négligeable dans cette expérience.

3.4.2 Excitation électrostatique de la flamme

La flamme du brûleur à fente est de forme diédrique (voir figure 3.12). L'un de ses côtés est accroché sur un fin barreau de tungstène (0,6 mm de diamètre) placé juste au dessus et parallèle à la sortie du brûleur. On perturbe ce côté en appliquant une haute tension alternative, de 2 à 4 kV, entre le barreau et la sortie du brûleur. Le champ électrique qui en résulte déplace localement la flamme et produit un plissement sinusoïdal bidimensionnel sur le front (voir figure 3.13). L'axe des plissements est parallèle à la sortie du brûleur. Le plissement est convecté vers l'aval par l'écoulement et son amplitude augmente exponentiellement. Ce système permet un contrôle précis de l'amplitude initiale et de la longueur d'onde des plissements, à travers l'amplitude et la fréquence du signal appliqué. Les fréquences sont comprises entre 1 et 4 kHz, selon le type de flamme. Les plus hautes fréquences ont été utilisées avec les flammes de propane-air enrichies en oxygène.

Ce type d'excitation, d'origine électrostatique, a d'abord été utilisé par Polanyi et Markstein [58]. Cependant, ces auteurs plaçaient leur électrode dans les gaz brûlés, alors que dans notre cas elle sert d'accroche-flamme. En fait, pour un voltage donné, l'amplitude initiale des plissements de petite longueur d'onde est beaucoup plus grande lorsque la flamme est excitée via l'accroche-flamme ; probablement parce que le champ électrique agit plus localement sur le front de flamme. La déflexion de la flamme par un champ électrique est attribuée à une force de volume produite par le transfert d'impulsion entre les particules chargées et les molécules neutres. Selon Payne et Weinberg [53] et Bradley [11] le transfert d'impulsion par les ions lourds domine celui des électrons, ce qui donne naissance à une force de volume dans la direction du champ électrique.

3.4.3 Acquisition des images

La flamme plissée est observée à l'aide d'une caméra CCD intensifiée à obturation rapide, orientée parallèlement à la grande dimension du brûleur. Dans cette configuration, la flamme est un objet tridimensionnel étendu dans la profondeur de l'image. Afin d'obtenir une vue en coupe de la flamme, un système optique de faible profondeur de champ et de fort grandissement est utilisé. Il s'agit d'un objectif Olympus[©] de focale 200 mm avec une ouverture maximum (3,5). Il est monté sur la caméra en utilisant des bagues allonges. La lentille avant de l'objectif est située à 50 cm de la flamme. La mise au point est effectuée au centre du brûleur avec une profondeur de champ de 2 mm. Cette valeur représente l'incertitude sur la position



FIG. 3.12 – *Vue de 3/4 de la flamme diédrique accrochée en sortie du brûleur à fente. La ligne noire à la base de la flamme représente le barreau qui sert d'accroche-flamme et d'excitateur.*

du plan de la flamme. L'incertitude relative qui en résulte sur le grandissement est inférieure à 1%. L'inconvénient de ce système optique est un léger flou dans l'image, dû à la superposition des contours de flamme provenant des plans défocalisés. Cependant, la résolution des images reste acceptable, avec une épaisseur de flamme visuelle de l'ordre de 0,2 mm (voir figure 3.13).

La caméra est déclenchée à une fréquence proche de 50 Hz par un générateur d'impulsions, synchronisé sur un sous-harmonique du signal d'excitation de la flamme. Un retard, ajustable manuellement, permet de prendre des images à différentes phases de l'excitation. Le temps d'ouverture de l'intensificateur est compris entre 100 μ s et 25 μ s, selon le type de flamme. Pour les flammes enrichies en oxygène, la fréquence d'excitation maximale atteint en effet 4 kHz. Il faut donc réduire le temps d'ouverture afin de conserver une image nette. Le gain est ajusté manuellement de façon à obtenir des images non saturées. Les images sont digitalisées sur micro-ordinateur PC, à l'aide d'une carte d'acquisition FlashPoint[©], avec une résolution de 760*570 pixels. La calibration spatiale, obtenue par l'image d'une grille

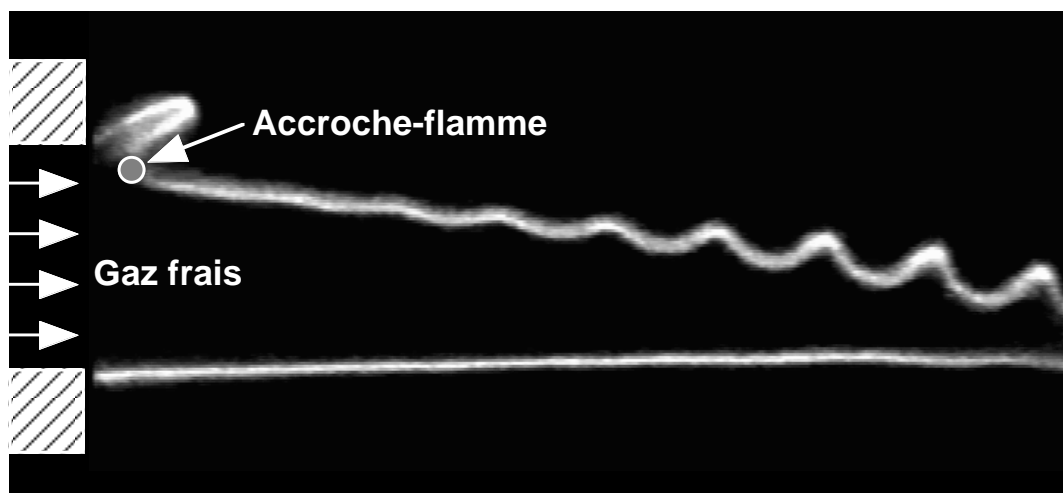


FIG. 3.13 – Image instantanée du développement de l'instabilité de Darrieus-Landau sur une flamme diédrique de propane-air enrichie en oxygène (28%), richesse $\phi = 1.33$.

placée dans le plan objet, est de $52,6 \mu\text{m}$ par pixel.

3.4.4 Traitement des données

L'amplitude et la longueur d'onde des plissements sont mesurées en traitant numériquement des images de la flamme, telles que celle montrée sur la figure 3.13, sur un ordinateur Macintosh à l'aide des logiciels NIH-Image et Kaleidagraph. Le programme cherche le pixel le plus lumineux dans chaque ligne verticale de pixels, dans une fenêtre contenant la partie excitée de la flamme ; il prend alors les points situés deux pixels plus loin, de chaque côté de ce maximum, et ajuste une parabole passant par ces trois points. La position de la flamme est donnée par la position du maximum de la courbe ajustée. La position du front, en fonction de la distance par rapport à l'accroche-flamme, est ainsi déterminée (voir figure 3.14). Le profil du front est lissé par un filtrage passe-bas sur 4 pixels et ensuite, pour chaque minimum (maximum) de la courbe, la valeur correspondant à l'excitation en opposition de phase est calculée par interpolation linéaire du maximum (minimum) de l'autre côté (voir figure 3.14). L'amplitude crête à crête et la longueur d'onde des plissements à la position des différents extremum de la courbe sont finalement calculées. Pour chaque fréquence d'excitation, cette opération est répétée à quatre phases différentes du signal. L'amplitude crête à crête est représentée en coordonnées semi-logarithmiques, comme le montre la figure 3.15). Cette figure montre également que la longueur d'onde des plissements, Λ , est constante le long du front. Connaissant sa valeur et la fréquence d'excitation, f , on en déduit la vitesse de convection,

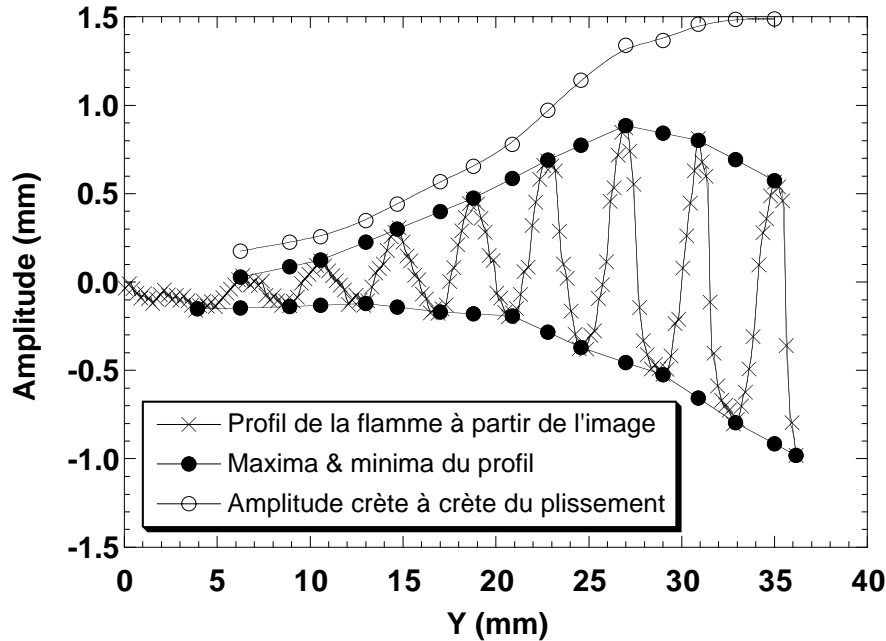


FIG. 3.14 – Profil de flamme obtenu par traitement numérique de l'image de la figure 3.13.

$U_{\parallel} = \Lambda f$, égale à la vitesse au centre de l'écoulement à 5% près.

Le taux de croissance spatial de l'instabilité, σ_s , est mesuré en ajustant l'amplitude crête à crête par une fonction exponentielle. Les points initiaux, près de l'accroche-flamme, sont influencés par la présence du barreau ainsi que par le champ électrique non localisé. Par ailleurs, dans cette région, l'amplitude des plissements est inférieure à l'épaisseur visuelle de la flamme (0,2 mm). Ces points sont systématiquement ignorés, ainsi que les points dans la région de saturation en bout de flamme. L'amplitude étant mesurée avec une précision de l'ordre de $\pm 0,1$ mm, il en résulte une incertitude sur la valeur des paramètres donnés par l'ajustement exponentiel. De ce fait, le taux de croissance spatial est mesuré avec une précision qui se situe entre 10 et 30%, selon l'amplitude des plissements.

3.4.5 Effets parasites et limitations

Dans cette expérience, les perturbations résiduelles de l'écoulement doivent être suffisamment faibles pour que seule la longueur d'onde d'excitation apparaisse sur le front. Cela est facilement vérifié en notant qu'en l'absence d'excitation électrique il n'y a aucun mouvement détectable de la flamme. Les perturbations résiduelles sont si faibles que les plissements qu'elles induisent sur le front de flamme n'ont pas le temps de croître jusqu'à une amplitude mesurable, avant d'être convectés au

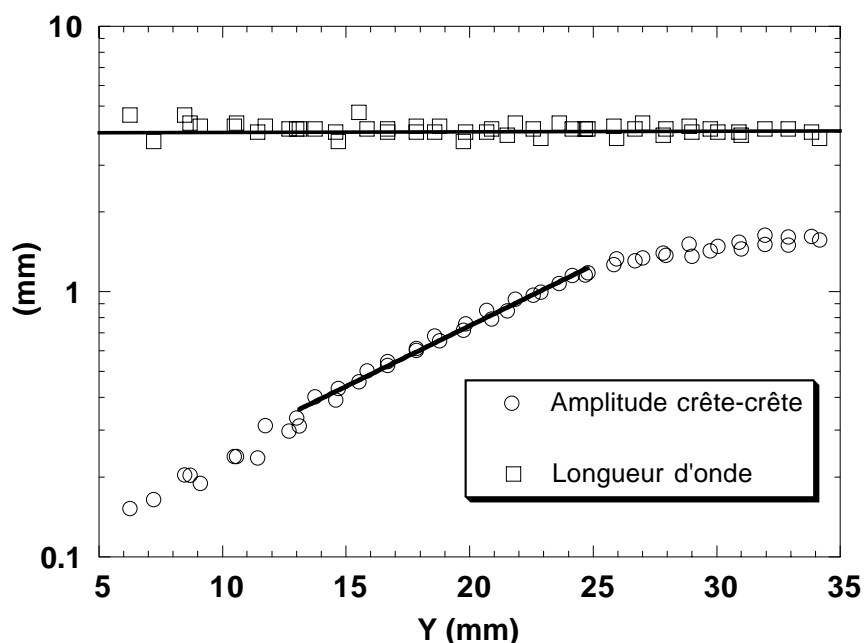


FIG. 3.15 – Amplitude et longueur d'onde des plissements le long du front de flamme, obtenues à partir de profils, tels que celui de la figure 3.14, pris à différentes phases du signal.

sommet de la flamme. Le seul effet parasite notable est d'origine acoustique. Lorsque la flamme est excitée à une fréquence proche d'un mode résonnant de la chambre de tranquillisation, dont la fréquence fondamentale (mode fermé-fermé) est 443 Hz, une excitation acoustique de la flamme se superpose à l'excitation électrique. Dans ce cas, les deux côtés de la flamme sont plissés. Durant les expériences, on a pris garde d'éliminer ce problème en excitant la flamme suffisamment loin de ces résonances.

On a vu que, lorsque la distance de séparation entre les fronts de flamme opposés devient inférieure à $\Lambda/2\pi$, l'interaction hydrodynamique peut modifier le taux de croissance de l'instabilité. Afin d'éviter ce problème, notre étude a été restreinte à des longueurs d'ondes inférieures à 6 mm, soit $k > 1000 \text{ m}^{-1}$. Dans ces conditions, la flamme étant peu inclinée ($U_L/U \ll 1$), l'interaction reste négligeable dans le champ de visualisation (voir figure 3.13). Le côté non excité de la flamme ne montre aucun signe de perturbation, excepté loin en aval, près du sommet, où les cellules sont déjà saturées. On en conclut que le contraire doit être également vrai : le côté plissé de la flamme ne doit pas être affecté par la présence du côté non perturbé.

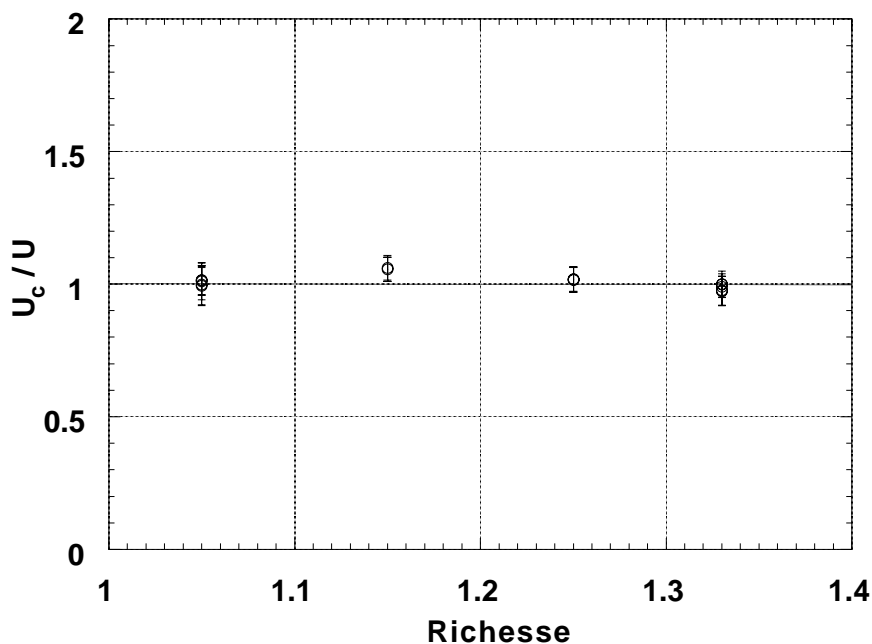


FIG. 3.16 – Rapport de la vitesse de convection des perturbations à la vitesse centrale de l'écoulement, aux différentes richesses.

3.5 Résultats et discussion

En premier lieu, les résultats montrent que les plissements produits à la base de la flamme sont convectés vers l'aval à une vitesse constante, U_c , égale à la vitesse de l'écoulement, à l'erreur expérimentale près (voir figure 3.16). La longueur d'onde des plissements est donnée par $\Lambda = U_c/f$, où f est la fréquence d'excitation. En second lieu, une croissance exponentielle de l'amplitude de ces plissements est observée. Cette croissance est suivie d'une saturation, due à la formation de cusps, clairement visible sur les figures 3.13, 3.14 et 3.15. Connaissant le taux de croissance spatial et la vitesse de convection, la formule 3.27 permet d'obtenir le taux de croissance temporel correspondant, $\sigma = \sigma_s U_c$, en fonction du nombre d'onde.

3.5.1 Flammes propane-air

Pour les quatre flammes de propane-air étudiées, le taux de croissance temporel mesuré en fonction du nombre d'onde apparaît sur la figure 3.17. Les différents points correspondent à des séries de mesures différentes. Les résultats sont tout à fait reproductibles. Ces résultats expérimentaux sont comparés à la relation de dispersion théorique de Clavin et Garcia [17] (voir équations 3.9, 3.10 et 3.11). Dans ces équations, l'accélération de la gravité a été mise à zéro, ce qui est justifié par un

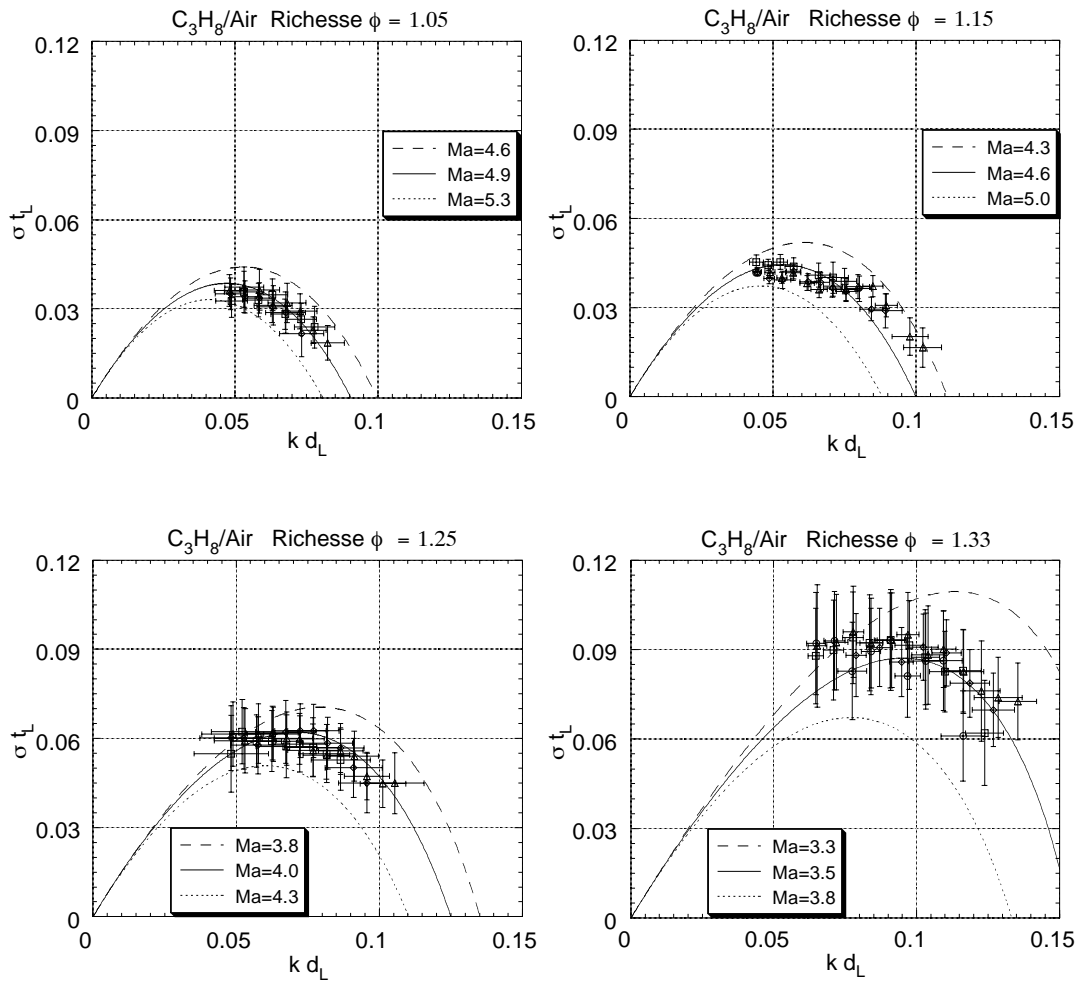


FIG. 3.17 – Taux de croissance de l'instabilité de Darrieus-Landau, mesuré en fonction du nombre d'onde imposé, pour des flammes de propane-air à quatre richesses différentes. Les courbes théoriques sont calculées à partir des équations 3.9-3.11 et des données numériques du tableau 3.1.

TAB. 3.1 – Données numériques utilisées pour le calcul des courbes théoriques dans les figures 3.17 et 3.20

	21% O ₂				28% O ₂	
Φ	1,05	1,15	1,25	1,33	1,05	1,33
U_L m/s	0,43	0,41	0,35	0,27	0,69	0,51
T_b K	2067	2082	2066	2033	2334	2326
d_L	47,6	49,6	57,7	74,4	28,9	38,1
t_L	111	121	165	276	41,8	74,8
E	7,05	7,11	7,05	6,94	7,97	7,94
J	3,97	3,98	3,94	3,87	4,36	4,29
H	1,108	1,106	1,089	1,067	1,198	1,164

nombre de Froude supérieur à 100 dans toutes les expériences. Les données numériques utilisées pour le calcul sont listées dans le tableau 3.1 ; y figurent également les données numériques pour les flammes enrichies en oxygène, dont les taux de croissance seront présentés plus loin. Dans cette comparaison, le nombre de Markstein est traité comme un paramètre indéterminé. Pour chaque flamme, on cherche la valeur du nombre de Markstein donnant le meilleur accord avec les mesures. Cette courbe est représentée en trait plein sur les figures 3.17. Pour donner une idée de la variation des courbes théoriques avec ce paramètre, nous avons également représenté des courbes pour $Ma \pm 0.4$ ou ± 0.2 , selon la sensibilité.

Un bon accord entre les courbes théoriques et les résultats expérimentaux est observé. Au delà du nombre d'onde le plus instable, le taux de croissance diminue avec le nombre d'onde, comme le prévoit la théorie. Aucune mesure n'a été faite dans le domaine où le taux de croissance augmente avec le nombre d'onde, car nous étions limités à des valeurs de $k > 1000 \text{ m}^{-1}$ (pour éviter les interactions entre fronts de flamme).

Pour la flamme la plus riche ($\phi = 1,33$), les taux de croissance mesurés aux faibles nombres d'ondes sont légèrement supérieurs à ceux prédits par la théorie. En fait, on remarque également que pour cette flamme le taux de croissance réduit, σt_L , atteint presque 0,1, alors que pour les autres flammes il reste inférieur à 0,06. Cette valeur est inférieure à un, mais pas beaucoup plus faible ; elle se situe à la limite de validité de l'approximation quasi-stationnaire. De même, le nombre d'onde réduit, kd_L , est inférieur à 0,1 pour toutes les flammes, excepté à cette richesse, où il atteint 0,15. La limite de validité de la théorie linéaire est également atteinte. Ces valeurs de σt_L et kd_L un peu élevées peuvent expliquer un écart entre théorie et expérience. Cependant, on s'attendrait à ce que la différence se manifeste surtout aux grands nombres d'ondes. Or, c'est surtout aux petits nombres d'ondes que nous l'observons. Un phénomène parasite, récemment mis en évidence, pourrait expliquer

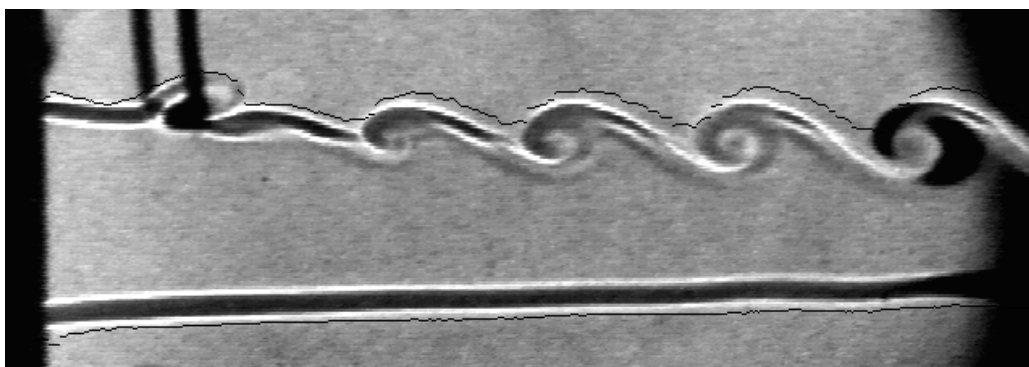


FIG. 3.18 – *Prise de vue en ombroscopie d'une flamme de méthane-air excitée par un champ électrique ($\phi = 1,35$, $Q = 250$ l/min, $f = 970$ Hz). Le contour de flamme obtenu en émission lumineuse directe est représenté par le fin trait noir superposé à la prise de vue en ombroscopie.*

une surestimation des taux de croissance mesurés aux petits nombres d'ondes. Il s'agit d'une interaction entre le front de flamme et des vortex qui naissent derrière l'accroche-flamme. On va décrire brièvement ce phénomène.

A la suite des travaux présentés ici, nous avons étendu nos mesures à des flammes de méthane-air. Ces flammes sont nettement moins lumineuses que celles de propane et il est difficile de les observer en émission lumineuse directe, surtout pour des mélanges pauvres. Les visualisations en émission lumineuse directe ont donc été complétées par des visualisations en ombroscopie. Cette technique permet de visualiser la dérivée spatiale seconde de la densité du fluide (éclairé par un faisceau de lumière parallèle). Pour les mélanges riches ($\phi = 1,35$), la perturbation électrostatique génère des vortex derrière l'accroche-flamme (voir figure 3.18). Ces vortex sont entraînés par l'écoulement et s'élargissent en enroulant la zone de préchauffage. Dans l'image 3.18, cette zone est délimitée par deux lignes blanches correspondant aux points de forte courbure dans le profil de température. Le phénomène est assez sensible à la fréquence d'excitation. Les vortex apparaissent seulement pour des nombres de Strouhal, basés sur le diamètre du barreau et la vitesse du fluide en amont de celui-ci, proches de 0,18. La question étant de savoir si l'instabilité intrinsèque de la flamme est affectée par la présence de ces vortex, nous avons superposé sur l'image 3.18 la position du contour de flamme, vu en émission lumineuse directe. Ce contour n'est pas enroulé par les vortex ; il suit simplement leur enveloppe externe du côté des gaz brûlés. Si l'on calcule le taux de croissance de la perturbation à partir de ce contour, on trouve une valeur qui est de l'ordre de 30% plus élevée que celle prévue par la théorie de l'instabilité de Darrieus-Landau. Il est évident que cette augmentation n'est pas liée à l'instabilité elle-même, mais à son couplage avec les structures tourbillonnaires.

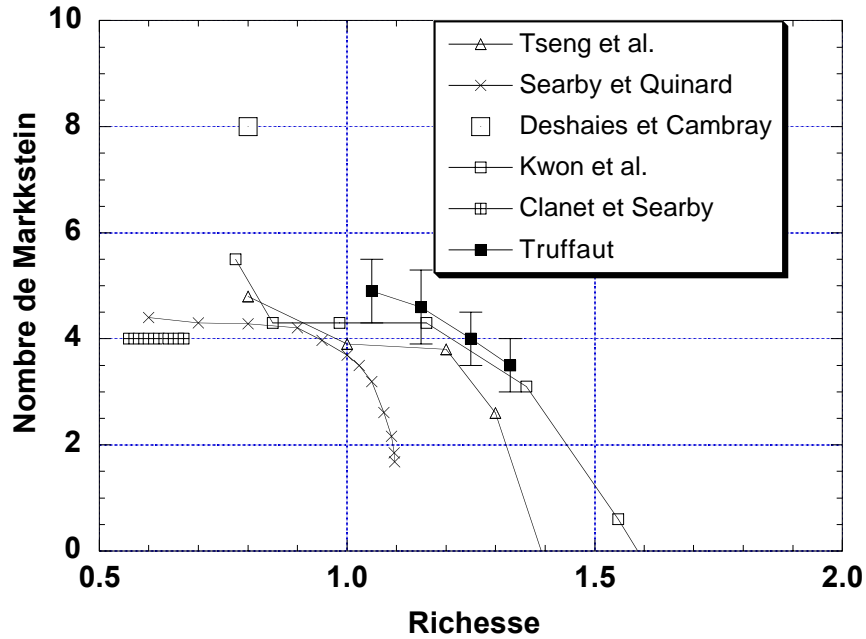


FIG. 3.19 – Nombres de Markstein mesurés pour les flammes de propane-air en fonction de la richesse. Nos mesures sont comparées aux résultats existant dans la littérature : Deshaies et Cambray [25], Searby et Quinard [67], Kwon et al. [39], Tseng et al. [82], Clanet et Searby [16]

La forme du contour de flamme vue en émission lumineuse directe permet difficilement de suspecter la présence de vortex en amont du front. De ce fait, ces structures peuvent avoir affecté les mesures sur la flamme de propane-air, sans que l'on s'en rende compte. Sur la flamme de méthane, à un débit de 250 l/min, les vortex naissent pour une fréquence d'excitation se situant autour de 1 kHz. Elle correspond à la fréquence minimum, et donc au nombre d'onde minimum, excité sur la flamme de propane-air à $\phi = 1,33$. Par conséquent, le taux de croissance un peu élevé mesuré aux faibles nombres d'onde peut résulter d'un couplage entre l'instabilité et les vortex. Des mesures complémentaires seraient nécessaires pour confirmer cette hypothèse.

Ce problème concernant uniquement les mesures aux plus basses fréquences dans le mélange le plus riche, on en conclut que, globalement, la théorie des flammes planes libres prédit correctement les taux de croissance de l'instabilité de Darrieus-Landau sur la flamme accrochée. Cependant, dans la mesure où le nombre de Markstein a été traité comme un paramètre libre, l'accord n'est pour l'instant que qualitatif. Pour aller plus loin, on doit vérifier la cohérence des nombres de Markstein donnés par notre analyse.

Les nombres de Markstein mesurés en fonction de la richesse apparaissent sur

la figure 3.19, avec les valeurs expérimentales existant dans la littérature [16, 25, 39, 67, 82]. L'ordre de grandeur de nos résultats concorde avec ces études antérieures, excepté pour la valeur isolée de Deshaies et Cambray [25]. Cependant, il faut être très prudent lorsque l'on compare des nombres de Markstein mesurés avec différentes techniques.

On ne s'attardera pas sur la comparaison avec la mesure de Deshaies et Cambray [25]. Bien que toujours inexplicé, leur valeur pour le nombre de Markstein du propane pauvre est en désaccord avec toutes les autres mesures dans la littérature. Nous la citons ici uniquement pour mémoire.

Une première remarque non triviale, faite tout d'abord par Clavin et Joulin [18], est que la valeur numérique du nombre de Markstein est sensible à la position à laquelle ce nombre est mesuré sur la flamme. Ces auteurs ont montré que, si la mesure est faite à une distance $Ma d_L$ en amont de la zone de réaction, le flux de masse est indépendant de l'étirement de la flamme et égal à sa valeur dans la flamme non étirée. En d'autres termes, une telle mesure donnerait une valeur du nombre de Markstein égale à zéro. Cela ne signifie pas que les propriétés de la flamme ont changé, mais seulement que le flux de masse à cette position particulière est indépendant de l'étirement. Plus généralement, la valeur apparente du nombre de Markstein dépend fortement de la manière dont il est défini ou mesuré (Linstedt et al. [46], Lipatnikov [47], Poinso [57]).

Dans ce travail, les résultats expérimentaux sont analysés en utilisant la théorie asymptotique des flammes laminares. La vitesse de combustion et le nombre de Markstein sont alors définis en extrapolant linéairement la vitesse relative des gaz frais, juste en amont de la flamme, jusqu'à la position de la zone de réaction chimique (supposée infiniment mince). Historiquement, cette définition correspond à celle proposée par Markstein pour déterminer la vitesse de propagation d'une flamme étirée.

Kwon et al. [39] et Tseng et al. [82] ont obtenu les nombres de Markstein à partir de la vitesse d'expansion de flammes sphériques. Cette technique est basée sur la mesure du flux de masse à la sortie de la zone de réaction chimique. Le nombre de Markstein obtenu diffère de la définition précédente. En se basant sur des simulations numériques, Lipatnikov [47] a montré que le nombre de Markstein, défini à partir de la vitesse des gaz brûlés, est plus petit que celui défini à partir de la vitesse des gaz frais. La différence entre les deux dépend de la structure interne de la flamme. Clavin [21] a évalué ces deux nombres de Markstein pour un modèle de flamme avec des diffusivités indépendantes de la température. Dans ce cas, la différence entre les deux nombres de Markstein est $\ln(E) \approx 1.9$. En tenant compte de cette remarque, on peut considérer que nos mesures du nombre de Markstein sont cohérentes avec celles de Tseng et al. et Kwon et al.

Concernant la comparaison avec le travail de Searby et Quinard [67], la situation est différente. Leurs mesures sont basées sur la détermination des limites de stabi-

lité de flammes planes. Les résultats sont interprétés à partir de la même théorie asymptotique que celle utilisée ici ; nos définitions du nombre de Markstein sont donc cohérentes. À une même richesse $\phi = 1,05$, nous mesurons un nombre de Markstein presque deux fois plus élevé que celui mesuré par Searby et Quinard. Cependant, leurs mesures ont été effectuées sur des flammes très lentes, $U_L \approx 0.1$ m/s, pour des mélanges fortement dilués dans l'azote (13% d'oxygène au lieu de 21% d'oxygène dans l'air). On verra plus loin que le nombre de Markstein augmente avec la concentration en oxygène dans le mélange.

En conclusion, les nombres de Markstein obtenus en comparant les taux de croissance mesurés à la relation de dispersion théorique sont tout à fait cohérents avec les résultats déjà publiés. L'accord entre la théorie et l'expérience est non seulement satisfaisant sur le plan qualitatif mais également d'un point de vue quantitatif.

3.5.2 Flammes propane-air enrichies en oxygène

Pour se rapprocher des mélanges de propane-oxygène pur qui alimentent la flamme du chalumeau, nous avons dopé la flamme de propane-air avec de l'oxygène. Afin de conserver la longueur de flamme nécessaire au développement de l'instabilité, l'accroissement de vitesse de flamme dû à l'ajout d'oxygène (voir tableau 3.1) a été compensé par une augmentation du débit de mélange. Il en résulte un renforcement du niveau de turbulence résiduel en sortie de buse, ainsi qu'une intensification des résonances acoustiques dans la chambre de mélange (excitées par le bruit de l'écoulement). La conséquence est augmentation de l'amplitude des perturbations initiales sur la flamme qui, associée à l'augmentation du taux de croissance de l'instabilité, tend à rendre la flamme moins contrôlable. Pour éviter cela, nous avons dû nous limiter à des mélanges contenant au maximum 28% d'oxygène, valeur au delà de laquelle la flamme devient auto-turbulente.

Les mesures effectuées dans ces conditions montrent que les taux de croissance temporels sont encore correctement prédits par la théorie (voir figure 3.20). Comme pour les flammes de propane-air, à $\phi = 1,33$, on note une légère sous estimation du taux de croissance aux grandes longueurs d'ondes. Là encore, le phénomène de décrochement de vortex peut être responsable de l'écart entre nos mesures et la théorie. On remarque également que la valeur du nombre d'onde réduit, se situe à la limite de l'approximation linéaire à cette richesse. Toutefois, cela ne semble pas affecter l'accord avec la théorie aux grands nombres d'ondes.

Les nombres de Markstein déduits de ces relations de dispersion sont représentés sur la figure 3.21. Nous avons également porté les valeurs mesurées en propane-air aux mêmes richesses, ainsi que la mesure effectuée par Searby et Quinard [67] pour une flamme diluée dans l'azote à $\phi = 1,05$. On voit que le nombre de Markstein augmente avec la concentration d'oxygène. On ne dispose cependant pas de suffisamment de données pour obtenir une loi de variation fiable, permettant d'anticiper

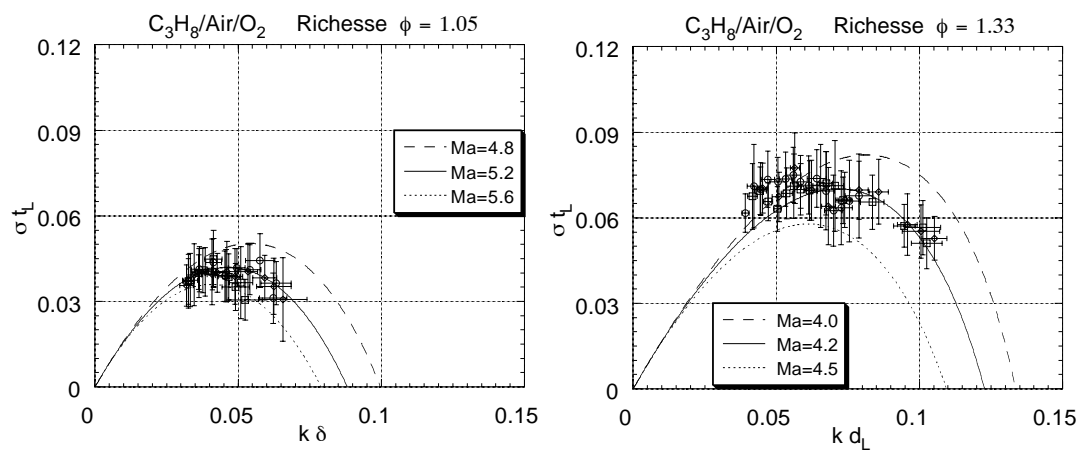


FIG. 3.20 – Taux de croissance de l'instabilité de Darrieus-Landau, mesuré en fonction du nombre d'onde imposé, pour des flammes de propane-air enrichies en oxygène (28%) à deux richesses différentes. Les courbes théoriques sont calculées à partir des équations 3.9-3.11 et des données numériques du tableau 3.1.

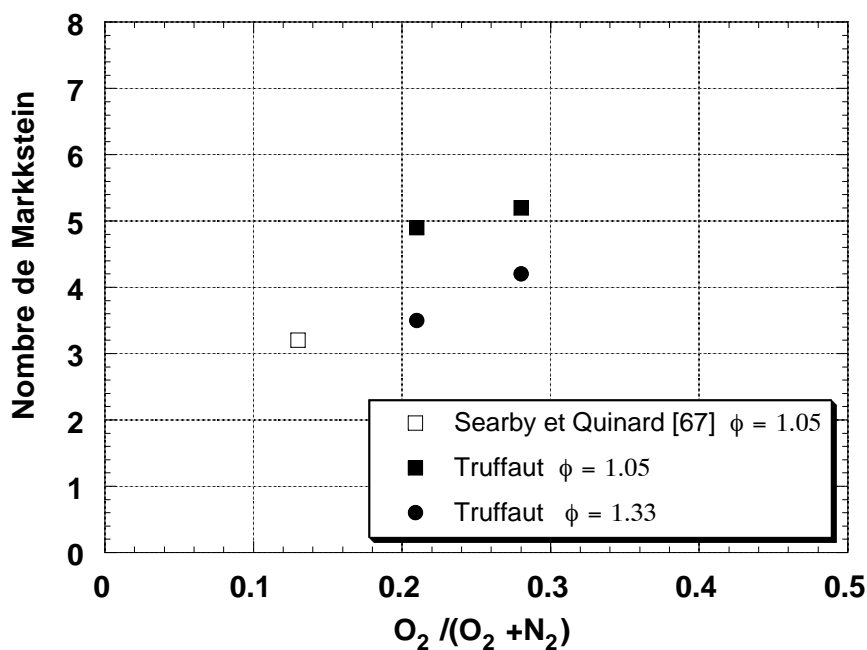


FIG. 3.21 – Nombres de Markstein mesurés pour des flammes de $C_3H_8/O_2/N_2$, en fonction de la concentration en oxygène.

directement sur les nombres de Markstein des flammes de propane oxygène pur.

3.5.3 Flammes de chalumeaux

On vient de montrer que la théorie asymptotique de Clavin et Garcia [17] décrit correctement l'instabilité de Landau sur une flamme de brûleur de géométrie bidimensionnelle, alimentée par des mélanges de propane-air et de propane-air enrichis en oxygène. Dans le cas des flammes de chalumeaux, la situation est assez différente puisque la flamme est de symétrie cylindrique et que le mélange n'est plus dilué dans l'azote. Néanmoins, tant que l'amplitude des plissements reste faible devant le rayon du brûleur, on s'attend à ce que la géométrie n'affecte pas trop l'instabilité par rapport au cas plan. Par contre, en l'absence d'azote dans le mélange, l'augmentation de vitesse de flamme devrait conduire à des taux de croissance plus élevés.

Comme nous l'avons déjà expliqué, il n'a pas été possible de mesurer directement le taux de croissance de l'instabilité sur la flamme du chalumeau qui est très fortement instable. Nous avons été contraints d'utiliser une méthode indirecte. Pour un nombre de Markstein positif, la relation de dispersion prévoit l'existence d'une longueur d'onde ayant un taux de croissance maximum. Les perturbations correspondant à cette longueur d'onde ont toutes les chances de se développer de façon préférentielle sur la flamme. De ce fait, nous avons supposé que la taille caractéristique des plissements qui apparaissent spontanément sur la flamme du chalumeau (environ 1,3 mm selon les résultats du chapitre précédent) correspond à la longueur d'onde du mode le plus instable prévu par la théorie. Avec cette hypothèse, le problème se résume à chercher la valeur du nombre de Markstein pour laquelle la théorie de Clavin et Garcia [17] prévoit un taux de croissance maximum en $\Lambda_{max} \approx 1,3$ mm, soit $k_{max} \approx 4830$ m⁻¹.

Les deux nombres de Markstein ainsi déterminés, pour $\phi = 1.05$ et $\phi = 1.33$, sont portés sur la figure 3.22, pour une concentration en oxygène égale à 1. Les valeurs numériques apparaissent également dans le tableau 3.2. La question est de savoir si ces nombres de Markstein sont cohérents avec une extrapolation de ceux mesurés pour des fractions d'oxygène inférieures à un.

Dans la section 3.1.3, on a vu que pour des coefficients d'expansion assez élevés la valeur théorique du nombre de Markstein dépendait peu du nombre de Lewis. Par conséquent, nous avons essayé d'ajuster les mesures par la relation,

$$Ma = \frac{2E}{\sqrt{E} + 1}, \quad (3.29)$$

qui correspond à l'équation 3.13 avec $Le = 1$. Notons que, pour la flamme de propane-air à la richesse 1,33, le nombre de Markstein donné par l'équation 3.29 ($Ma = 3,82$ avec $E = 6,94$) est proche de notre valeur expérimentale ($Ma =$

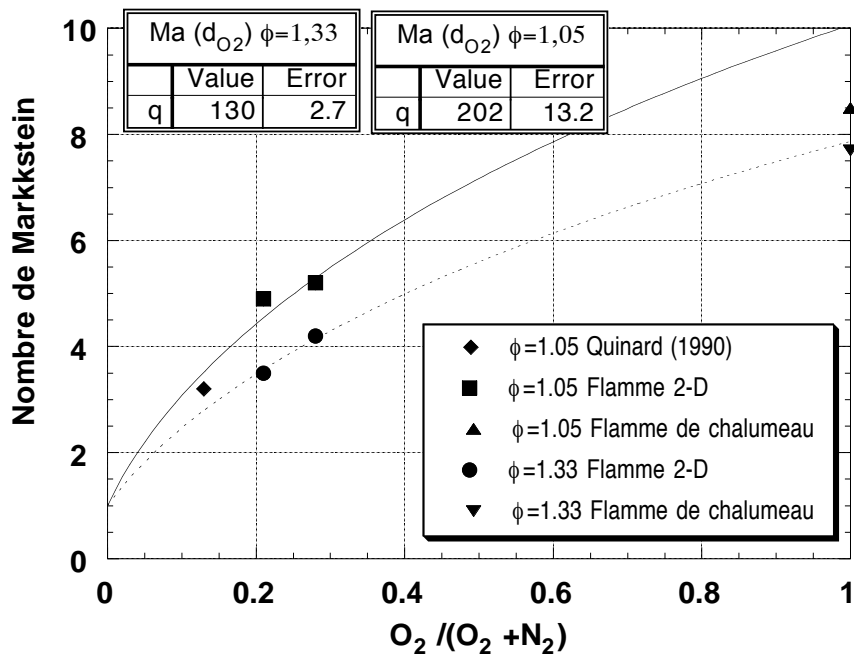


FIG. 3.22 – Nombres de Markstein mesurés pour des flammes de $C_3H_8/O_2/N_2$, en fonction de la concentration en oxygène. Les valeurs à $O_2/(O_2+N_2)=1$ correspondent à la flamme du chalumeau.

3,50). Par conséquent, on doit pouvoir utiliser cette expression pour extrapoler nos mesures.

Le facteur d'expansion peut être exprimé assez simplement en fonction de la concentration d'oxygène. En négligeant la variation de masse molaire, dans l'approximation quasi-isobare, l'équation d'état du gaz parfait donne $E \approx T_b/T_o$. Par application du premier principe de la thermodynamique, la température adiabatique de combustion s'écrit [84]

$$T_b = T_o + \frac{H_{fuel} N_{fuel}}{C_p N_o}, \quad (3.30)$$

où H_{fuel} est l'enthalpie libérée par mole de carburant, N_{fuel} le nombre de moles de carburant et N_o le nombre de moles de mélange dont C_p est la chaleur spécifique moyenne. En utilisant cette expression, le facteur d'expansion s'écrit,

$$E = 1 + \frac{H_{fuel} N_{fuel}}{C_p T_o N_o}. \quad (3.31)$$

Pour exprimer le rapport N_{fuel}/N_o , nous utilisons une réaction de bilan stoechiométrique globale, similaire à la réaction 1.45 du chapitre 1, mais avec en plus N_{N_2} moles d'azote dans les réactants et les produits de combustion. Si l'on note la concentration en oxygène,

$$d_{O_2} = \frac{N_{O_2}}{N_{O_2} + N_{N_2}}, \quad (3.32)$$

le rapport du nombre de moles de carburant sur le nombre moles de mélange est

$$\frac{N_{fuel}}{N_o} = \frac{1}{1 + \frac{1}{d_{O_2}}(m + n/4)}, \quad (3.33)$$

où m et n sont respectivement les nombres d'atomes de carbone et d'hydrogène dans la molécule de carburant, $C_m H_n$. Pour le propane ($m = 3$ et $n = 8$), en introduisant 3.33 dans 3.31, le coefficient d'expansion s'écrit finalement,

$$E = 1 + q \frac{d_{O_2}}{d_{O_2} + 5}, \quad (3.34)$$

où la valeur du facteur constant $q = H_{fuel}/(C_p T_o)$ peut être obtenue connaissant E en fonction de d_{O_2} . Pour une flamme propane oxygène ($d_{O_2} = 1$), à $\phi = 1,05$ et $\phi = 1,33$, on a respectivement $E = 15,4$ et $E = 17,3$ (voir tableau 2.2). On en déduit que $q_{\phi=1,05} = 98$ et $q_{\phi=1,33} = 112$.

Pour $d_{O_2} < 1$, les nombres de Markstein expérimentaux de la figure 3.21 ont été ajustés par la fonction :

$$Ma(d_{O_2}) = \frac{2 \left(1 + q \frac{d_{O_2}}{d_{O_2} + 5} \right)}{\sqrt{\left(1 + q \frac{d_{O_2}}{d_{O_2} + 5} \right) + 1}} \quad (3.35)$$

TAB. 3.2 – *Comparaison du taux de croissance théorique de l'instabilité de Darrieus-Landau, avec le temps caractéristique au bout duquel la flamme du chalumeau devient instable (voir section 2.5.2).*

	Ma	σ_{max} (s^{-1})	t_{inst} ($10^{-4}s$)	$\sigma_{max}t_{inst}$
$\Phi = 1,05$	7,7	13 940	1,06	1,48
$\Phi = 1,33$	8,5	16 730	1,29	2,16

obtenue en remplaçant 3.34 dans 3.29 (voir figure 3.22). L'extrapolation des nombres de Markstein mesurés sur des flammes diluées, aux nombres de Markstein mesurés sur la flamme du chalumeau ($d_{O_2} = 1$) ne semble pas déraisonnable, compte tenu du nombre de simplifications. De plus, les valeurs du coefficient q , données par l'ajustement, sont du même ordre de grandeur que celles calculées plus haut. Évidemment, des mesures complémentaires des nombres de Markstein pour des flammes enrichies, avec des proportions d'oxygène telles que, $0,28 < d_{O_2} < 1$, seraient nécessaires pour confirmer la validité de cette extrapolation.

Au vu de ces résultats, on pense que le taux de croissance maximum mesuré sur la flamme du chalumeau doit être correctement prévu par la théorie de Clavin et Garcia [17]. On peut le vérifier en comparant le taux de croissance théorique maximum, σ_{max} , à l'inverse du temps caractéristique, $t_{inst} = H_{inst}/U$, au bout duquel les cellules apparaissent sur la flamme (voir section 2.5.2). Ces valeurs sont regroupées dans le tableau 3.2. Le produit $\sigma_{max}t_{inst}$ est d'ordre unité. Les cellules se développent donc sur un temps caractéristique qui est celui de l'instabilité de Darrieus-Landau.

Dans le chapitre précédent, le taux de croissance avait été estimé dimensionnellement, par le produit $k_{max}U_L$. Avec $k_{max} \approx 4830 \text{ m}^{-1}$ et $U_L \approx 3 \text{ m/s}$, on obtient $k_{max}U_L \approx 14490 \text{ s}^{-1}$. Cette valeur est bien du même ordre de grandeur que la valeur théorique exacte du taux de croissance, figurant dans le tableau 3.2. A posteriori, les conclusions du chapitre précédent sont justifiées.

Remarquons enfin que le rapport $\sigma_{max}/k_{max}U_{||} \approx \sigma_{max}/k_{max}U_o$ est de l'ordre de $5 \cdot 10^{-2}$ pour une vitesse caractéristique de l'écoulement de 70 m/s (voir tableau 2.1). L'hypothèse d'une croissance lente de l'instabilité, comparée au temps de convection d'une cellule, est bien vérifiée.

3.6 Conclusions

Suite aux mesures effectuées sur la flamme du chalumeau, nous avons suspecté l'instabilité de Darrieus-Landau d'être responsable des structures observées sur cette flamme. Nous avons donc été conduits à étudier la dynamique de cette instabilité dans une configuration modèle de flamme accrochée bidimensionnelle.

Un brûleur à fente, produisant une flamme diédrique laminaire alimentée par des mélanges de propane-air pouvant être enrichis en oxygène, a été conçu. La flamme est perturbée artificiellement par une excitation électrostatique produisant un plissement sinusoïdal d'amplitude initiale et de longueur d'onde contrôlée. On observe une croissance exponentielle de l'amplitude des plissements le long du front, suivie d'une saturation non-linéaire. Le taux de croissance temporel, produit du taux de croissance spatial par la vitesse de convection, a été mesuré en fonction du nombre d'onde. Il passe par un maximum et diminue ensuite avec le nombre d'onde. Ce comportement est correctement prédit par la théorie classique des flammes planes se propageant librement. Pour les flammes de propane-air, les nombres de Markstein donnés par notre analyse diminuent avec la richesse ; leur valeur est en bon accord avec la plupart des résultats existant dans la littérature. Une augmentation de ce nombre avec la concentration en oxygène dans le mélange est également observée.

Dans le cas de la flamme du chalumeau, nous avons supposé que la taille caractéristique des structures correspondait à la longueur d'onde du mode le plus instable. La théorie des flammes planes a été utilisée pour déterminer le taux de croissance maximum et le nombre de Markstein correspondant à cette flamme. Ce nombre est cohérent avec une extrapolation des valeurs mesurées sur la flamme modèle, effectuée à partir de la théorie de Clavin et Garcia [17] (avec $Le = 1$). De plus, le taux de croissance théorique est du même ordre de grandeur que l'inverse du temps caractéristique au bout duquel la flamme devient instable. Nous en concluons que les structures observées sur la flamme du chalumeau sont effectivement dues au développement de l'instabilité de Darrieus-Landau.

Chapitre 4

Émission du son par la combustion de poches

Dans ce dernier chapitre, l'émission sonore associée à la combustion rapide de petits volumes de gaz frais, se produisant lors de la formation ou de la disparition de poches sur la flamme, est étudiée. Cette émission pourrait être responsable du bruit haute fréquence émis par la flamme du chalumeau aux faibles débits de mélange. Lorsque le débit augmente, on a constaté que l'intensité de ce bruit diminue de façon assez inattendue car les cellules de Landau, plus développées, plissent davantage la flamme et forment des poches plus grosses. Par conséquent, on s'attendrait à un renforcement du bruit hautes fréquences plutôt qu'à son atténuation. Pour mieux comprendre ce mécanisme d'émission sonore particulier, une étude expérimentale dans une configuration modèle a été menée.

Après une rapide présentation de l'expérience, on décrira qualitativement les différents régimes d'émission sonore observés, en fonction de la géométrie de la flamme. Ces résultats seront interprétés à partir de modèles géométriques simples et de la théorie générale présentée dans la section 1.3.2.

4.1 L'expérience

Le but de cette expérience est de suivre, en parallèle, l'évolution temporelle de la forme de la flamme et le signal de pression acoustique, associés à la formation de poches. Le dispositif expérimental présenté dans le chapitre précédent se prête naturellement à cette étude. Pour créer des poches de géométrie simple, les deux côtés de la flamme diédrique ont été excités par des plissements symétriques. Pour cela, la flamme a été accrochée sur deux barreaux au lieu d'un seul. En appliquant une haute tension alternative de même amplitude sur ces barreaux, mais avec une phase opposée, le front se plisse suivant un mode variqueux (voir figure 4.1). Lorsque

les plissements arrivent au sommet de la flamme avec une amplitude suffisante, la rencontre des deux fronts opposés entraîne la disparition d'un isthme de gaz frais qui laisse derrière lui une petite poche de gaz en forme de cylindre horizontal. Cette poche disparaît également, peu de temps après sa formation. Les paramètres de contrôle utilisés sont la longueur d'onde et l'amplitude des plissements. Comme précédemment, on peut les faire varier à travers la fréquence et l'amplitude du signal d'excitation.

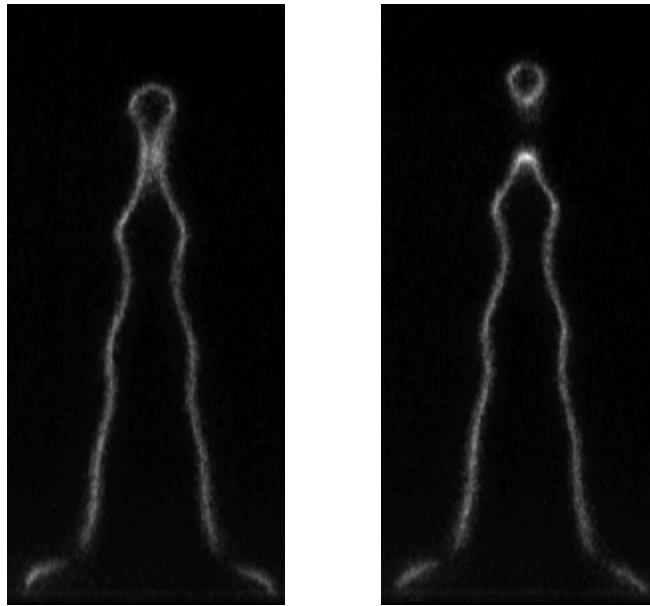


FIG. 4.1 – Images instantanées illustrant la formation d'une poche cylindrique lorsque la flamme est excitée de façon symétrique ($f = 500$ Hz, $\phi = 1,05$ et $Q = 100$ l/min). Les deux images sont décalées de 0,4 ms.

Toutes les mesures ont été effectuées pour une flamme de propane-air à la richesse $\phi = 1,05$, avec un débit de mélange de 100 l/min. À ce débit, la vitesse au centre de l'écoulement en sortie de brûleur est de 3,25 m/s. Dans ces conditions, l'angle du dièdre formé par la flamme est de $10,8^\circ$. Ce paramètre, qui dépend du rapport U_L/U , a été maintenu constant car il joue un rôle analogue à la géométrie des plissements (déterminée par le rapport amplitude sur longueur d'onde) dans la dynamique de formation des poches. Quelques résultats concernant une flamme beaucoup plus riche, à $\phi = 1,5$, seront également présentés. Dans ce cas, afin de conserver le même angle de dièdre qu'à $\phi = 1,05$ le débit a été réduit à 65 l/min.

La formation de poches sur une flamme accrochée a été étudiée par plusieurs auteurs, citons notamment Joulin et Sivashinsky [35], Baillot et al. [5] et Smith et al. [72]. À notre connaissance, ces derniers sont les seuls à avoir étudié la relation avec l'émission sonore de la flamme. Dans cette expérience, comme dans celle de Baillot

et al. [5], une flamme conique est excitée par une modulation périodique du champ de vitesse amont. Cette perturbation est produite par une onde acoustique, émise par un haut-parleur situé l'intérieur du brûleur. L'onde sonore rayonnant probablement de façon non négligeable à l'extérieur du brûleur, cette configuration n'est certainement pas idéale lorsque l'on veut mesurer la pression acoustique émise par la flamme, notamment pour de fortes amplitudes d'excitation. Le problème ne se pose pas avec le dispositif d'excitation électrostatique que nous avons conçu. De plus, la perturbation électrostatique est localisée à la base de la flamme, contrairement à une perturbation acoustique qui est non locale. Boyer et Quinard [9] ont montré que, pour une perturbation non locale, la forme du front résulte d'une somme des plissements convectés le long de la flamme et des plissements induits localement par l'écoulement ; la modélisation de la dynamique du front de flamme est alors plus complexe que pour une perturbation localisée.

4.1.1 Acquisition et analyse d'images

L'échelle de temps caractéristique associée au détachement ou à la combustion terminale d'une poche est typiquement de l'ordre du temps de transit dans la flamme laminaire, soit environ $100 \mu\text{s}$ (voir tableau 3.1). Pour figer ces deux phénomènes, il est nécessaire d'ouvrir l'obturateur de la caméra pendant un temps très bref ($\approx 10 \mu\text{s}$). La flamme étant observée en émission lumineuse naturelle, cette réduction du temps d'ouverture entraîne une perte de lumière importante. En conséquence, pour les temps de pose requis, les images de la flamme étaient trop sombres, même en poussant le gain de l'intensificateur au maximum. Le problème a été résolu en déclenchant la caméra plusieurs fois sur une même phase de l'excitation pendant un cycle d'acquisition vidéo (20 ms). Pour une fréquence d'excitation de 500 Hz, par exemple, il est possible de déclencher l'intensificateur 8 fois pendant une période d'acquisition vidéo. Avec un temps d'ouverture de $20 \mu\text{s}$, le temps de pose effectif ($160 \mu\text{s}$) permet de récolter suffisamment de lumière sur le CCD.

La fréquence d'acquisition de la caméra n'autorisant pas un suivi temporel en temps réel, celle-ci est synchronisée sur un sous-harmonique du signal d'excitation, à une fréquence proche de 50 Hz. Le phénomène observé étant périodique, on obtient des images aux différentes phases en ajustant manuellement un retard entre le signal d'excitation et le signal de synchronisation. A priori, il est possible d'ajuster des retards aussi petits que l'on veut, et on doit pouvoir suivre les différentes phases de la formation des poches avec une résolution temporelle suffisante. Cette méthode nécessite une parfaite reproductibilité du phénomène observé sur un temps long (plusieurs secondes). Or, la flamme est sujette à de petites oscillations verticales aléatoires à basse fréquence (quelques Hertz). Ces oscillations résultent en grande partie des fluctuations de pression hydrodynamique, générées par la couche de cisaillement instationnaire entre les gaz brûlés et l'air ambiant. Ceci entraîne une

légère variation de l'angle au sommet de la flamme et une fluctuation aléatoire de la phase du signal à laquelle se produit la formation de la poche. Ce phénomène est en effet très sensible à la variation de l'angle de la flamme. En raison de ces fluctuations, le décalage temporel entre deux images successives a été fixé à $200\mu\text{s}$. Pour des décalages plus faibles, l'incertitude devient comparable avec la différence de phase entre images.

La longueur d'onde et l'amplitude des plissements sont les deux paramètres contrôlant la géométrie des plissements. La longueur d'onde a été mesurée directement sur les images instantanées et l'amplitude à partir d'images prises en pose vidéo (temps de pose de 20 ms). Ces dernières donnent l'enveloppe des plissements (voir figure 4.2). L'amplitude du plissement, correspondant à la demi largeur de cette enveloppe, a été mesurée juste avant la position la plus basse de la pointe de la flamme, comme indiqué sur la figure 4.2. En raison de l'instabilité de Darrieus-Landau, l'amplitude n'est pas uniforme le long du front. Néanmoins, le taux de croissance est suffisamment lent pour que l'amplitude varie peu, entre le point de mesure et la pointe extrême de la flamme. Pour les très faibles amplitudes, la largeur de l'enveloppe est trop faible pour que l'on puisse la mesurer précisément par cette méthode. Dans ce cas, une mesure indirecte a été effectuée, à partir de la variation de hauteur de la flamme, notée δx sur la figure 4.2. La figure 4.3 montre qu'il existe une relation de proportionnalité entre cette variation de hauteur l'amplitude des plissements. Pour une amplitude donnée, la valeur de δx correspondante est environ 20 fois plus grande. Ainsi, pour les amplitudes inférieures à la résolution spatiale maximale, on a mesuré δx et utilisé la relation de proportionnalité pour en déduire l'amplitude correspondante.

4.1.2 Mesures de pression acoustique

La pression acoustique émise par la flamme a été mesurée avec un microphone Bruel & Kjaer[©] de $\frac{1}{2}$ pouce (type 4190), équipé d'un préamplificateur type 2639 et d'un amplificateur de gain ajustable. La sensibilité du microphone est de 50,7 mV/Pa. Sa réponse est plate entre 5 Hz et 20 kHz (données constructeur). La sortie de l'amplificateur est envoyée vers un oscilloscope numérique Tektronix[©] relié à un micro-ordinateur Macintosh[©]. L'oscilloscope est déclenché par un signal TTL, émis par l'obturateur de la caméra avant chaque cycle d'ouverture-fermeture. L'ajustement du retard initial entre ce signal TTL et le début du cycle d'acquisition vidéo permet de synchroniser les prises de vues avec le signal de pression (il faut tenir compte du retard de propagation acoustique, depuis le sommet de la flamme jusqu'au microphone). Le microphone a été placé perpendiculairement à la grande largeur du brûleur, à 16 cm du sommet de la flamme, et incliné à 45° par rapport à l'horizontale. Après différents essais, il s'avère qu'à cette position les réflexions acoustiques parasites n'altèrent pas trop la forme du signal.

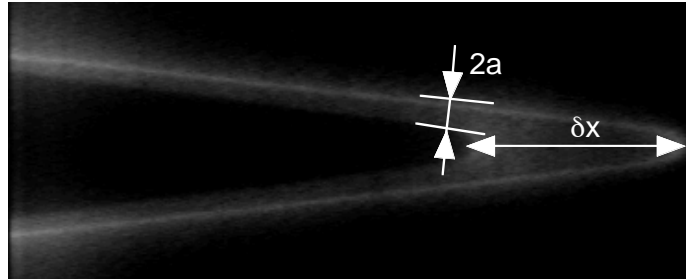


FIG. 4.2 – Méthode de mesure de l'amplitude des plissements sur une image en pose vidéo ($\phi = 1,05$ et $Q = 100$ l/min).

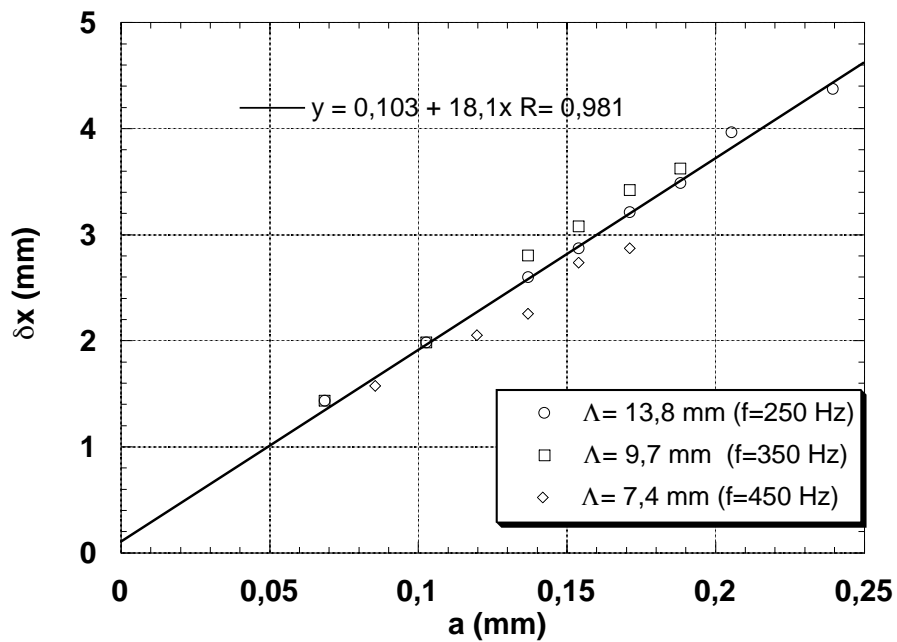


FIG. 4.3 – Variation de hauteur crête à crête de la flamme en fonction de l'amplitude des plissements, dans le régime sans poches, pour trois longueurs d'onde différentes ($\phi = 1,05$ et $Q = 100$ l/min)

4.2 Description qualitative des différents régimes

En fonction de l'amplitude des plissements, deux régimes d'émission sonore distincts ont été identifiés : le premier correspond à des amplitudes faibles, pour lesquelles il ne se forme pas encore de poches sur la flamme ; le second correspond au régime de formation de poches, atteint au-delà d'une amplitude seuil. Ces deux régimes d'émission sonore peuvent être observés jusqu'à des richesses de l'ordre de 1,45. Au delà, la pointe de la flamme n'est pas fermée et la formation de poches n'entraîne pas d'émission sonore significative.

4.2.1 Régime sans poches

Lorsque l'amplitude des plissements est suffisamment faible par rapport à la longueur d'onde (typiquement $a/\Lambda < 10^{-2}$), la pointe de la flamme oscille verticalement à la fréquence d'excitation (voir figure 4.4). Cette oscillation, quasiment sinusoïdale pour des amplitudes très faibles, devient progressivement asymétrique à mesure que l'amplitude augmente. Cela apparaît clairement sur la figure 4.5, où

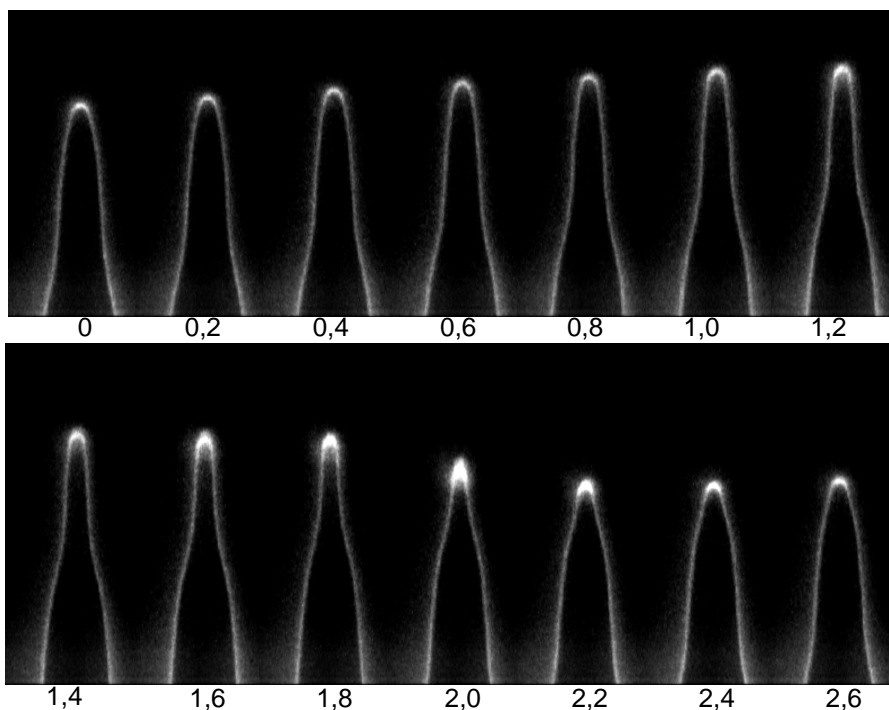


FIG. 4.4 – Séquence d'images correspondant à une période complète du signal d'excitation ($a = 0,07 \text{ mm}$, $\Lambda = 9,7 \text{ mm}$, $f = 350 \text{ Hz}$, $\phi = 1,05$ et $Q = 100 \text{ l/min}$). Les temps sont indiqués en millisecondes.

la position du sommet de la flamme, relevée sur les images de la figure 4.5, est représentée en fonction du temps. Entre $t = 0$ et $t = 1$ ms, la flamme s'allonge lentement avec une vitesse constante de l'ordre de 1,71 m/s, soit un peu plus de la moitié de la vitesse de l'écoulement en sortie du brûleur ($U = 3,25$ m/s). Pendant ce temps, on note que la courbure au sommet de la flamme diminue. À $t = 1,4$ ms, la flamme atteint une longueur maximum tandis qu'au sommet la courbure est minimum; elle se raccourcit alors rapidement avec une vitesse atteignant 4,86 m/s. Durant cette phase, la pointe est le siège d'une émission lumineuse plus intense (voir figure 4.4 pour $t = 1,6$ à 2 ms) qui s'explique par un renforcement de l'activité chimique de la réaction, probablement associé à un effet de courbure important (voir section 3.1.2). La flamme atteint une longueur minimum à $t = 2,4$ ms, puis elle recommence à s'allonger lentement.

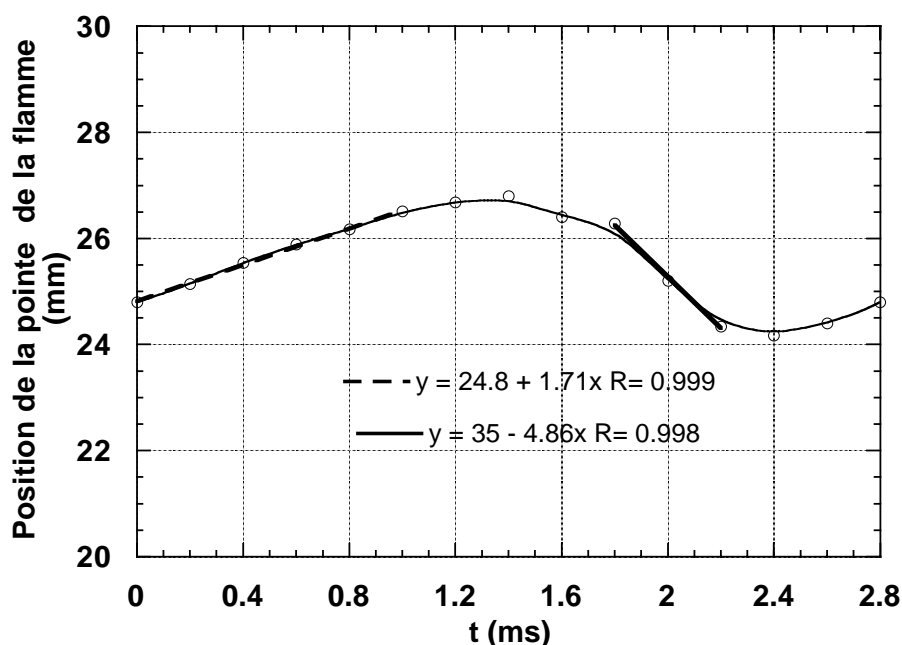


FIG. 4.5 – Évolution temporelle de la position du sommet de la flamme dans le régime sans poches, d'après les images de la figure 4.4 ($a = 0.07$ mm, $\Lambda = 9,7$ mm, $f = 350$ Hz, $\phi = 1,05$ et $Q = 100$ l/min).

Baillet et al. [5] ont observé un phénomène similaire dans le cas d'une flamme conique excitée par une onde acoustique. Ces auteurs ont montré que la dynamique de la pointe est correctement prédite par un modèle purement cinématique de déformation du front, où la vitesse de flamme est supposée constante. Antérieurement, Joulin et Sivashinsky [35] avaient proposé un modèle dans le cas d'une flamme diédrique. Ce modèle est présenté plus loin (voir section 4.3). Lorsque le rapport $(U\Lambda)/(U_L a)$ augmente, Joulin et Sivashinsky montrent que l'oscillation de la pointe

tend effectivement à se dissymétriser. Malheureusement, le temps nous a manqué pour effectuer une comparaison quantitative entre nos mesures et ce modèle ; ceci fera l'objet d'un travail ultérieur.

Le signal de pression acoustique associé à l'oscillation de la pointe est représenté sur la figure 4.6 ; il correspond à $a = 0.07$ mm. Le recul rapide de la pointe de la flamme, entre $t = 1,8$ ms et $t = 2$ ms, se traduit par l'émission d'un pic de pression négatif assez large. La largeur du pic à mi-hauteur donne un ordre de grandeur du temps caractéristique mis par la flamme pour consommer le volume de gaz contenu dans la pointe. Ce temps est de l'ordre de 0,8 ms. Il correspond approximativement à la durée pendant laquelle la flamme se raccourcit (voir figure 4.5). Ce temps est 8 fois supérieur au temps de transit dans la flamme laminaire, égal à 0,1 ms pour $\phi = 1,05$ (voir tableau 3.1). La figure 4.6 montre également le signal de pression correspondant à une amplitude de plissement deux fois plus importante. Dans ce cas, le pic de pression est plus intense et aussi plus étroit. La largeur à mi-hauteur est de l'ordre de 0,3 ms, soit 3 fois le temps de transit.

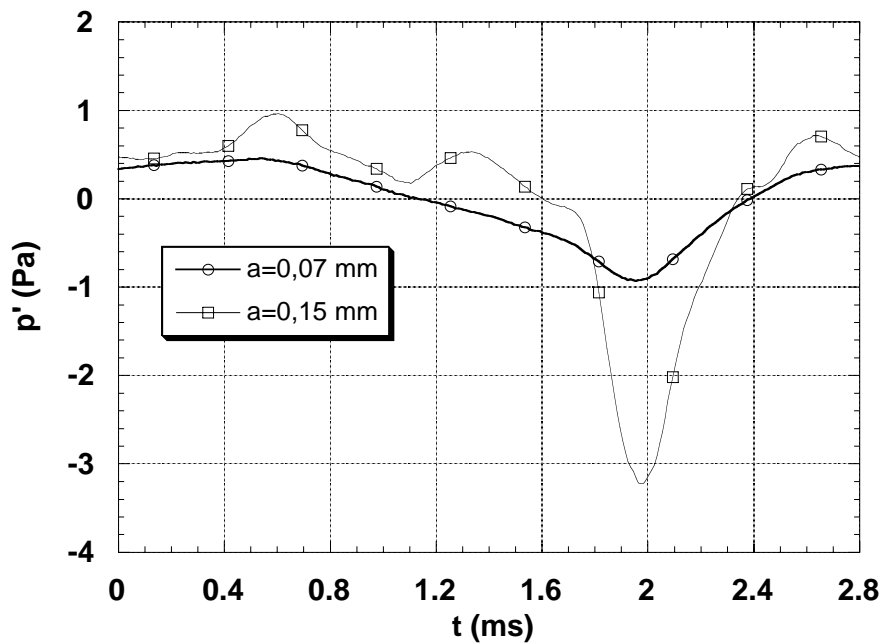


FIG. 4.6 – Signal de pression acoustique dans le régime sans poches pour deux amplitudes de plissement ($\Lambda = 9,7$ mm, $f = 350$ Hz, $\phi = 1,05$ et $Q = 100$ l/min).

La valeur absolue de la pression acoustique au pic a été mesurée de façon systématique en fonction de l'amplitude du plissement. Les résultats sont rassemblés sur la figure 4.7 pour trois longueurs d'onde différentes. Pour des amplitudes inférieures à 0,06 mm, la pression acoustique croît linéairement avec l'amplitude et la pente diminue avec la longueur d'onde. Pour des amplitudes supérieures à 0,06 mm, la

pression augmente non-linéairement et atteint un maximum au seuil de formation des poches. Au delà du seuil, les valeurs de la pression reportées sur la figure 4.7 correspondent au pic associé à la disparition de l'isthme.

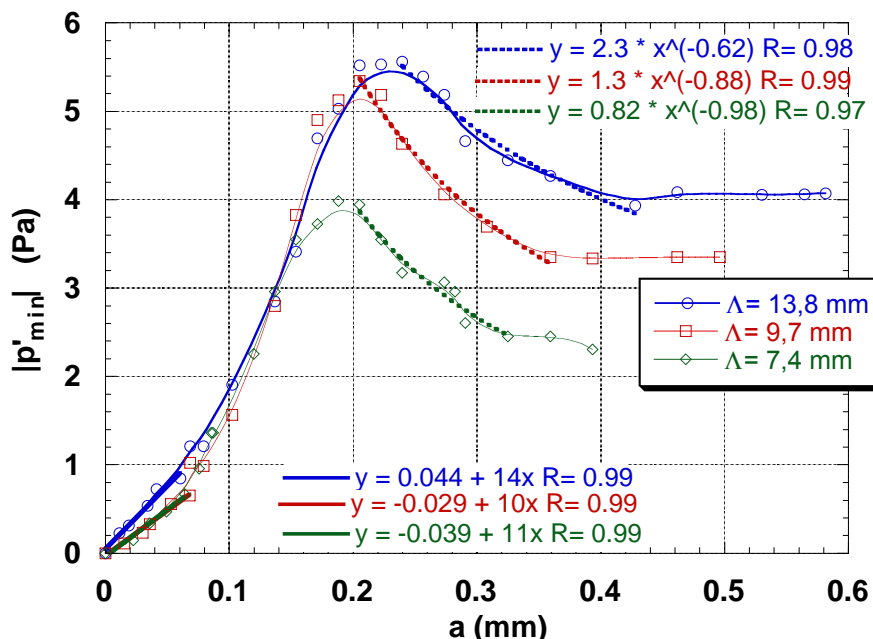


FIG. 4.7 – Valeur absolue de la pression acoustique au pic, en fonction de l'amplitude des plissements pour trois longueurs d'onde différentes ($\phi = 1,05$ et $Q = 100$ l/min). Sur chaque courbe, le maximum correspond à la transition du régime sans poches au régime avec poches. Dans le régime sans poches, la pression mesurée correspond à la combustion de l'isthme.

4.2.2 Régime avec poches

Lorsque l'amplitude seuil est dépassée, les plissements deviennent suffisamment prononcés pour qu'une petite poche de gaz frais se détache du sommet de la flamme. La figure 4.8 montre que le détachement se fait par la combustion rapide de l'isthme situé entre les deux fronts de flammes opposés. Le signal de pression correspondant est visible sur la figure 4.9. À partir des images de la figure 4.8, on a relevé la largeur de l'isthme. La moitié de cette largeur, représentant la distance entre le front et le plan de symétrie de la flamme, est portée sur la figure 4.10 en fonction du temps. La pente de cette courbe indique la vitesse normale de déplacement du front.

La distance maximum ne correspondant pas avec l'origine des temps, les mesures effectuées pour $0 \leq t \leq 1$ ms ont été reportées sur la période suivante du signal ($2,8 \leq t \leq 3,8$ ms) afin de faire apparaître une variation monotone. Depuis la

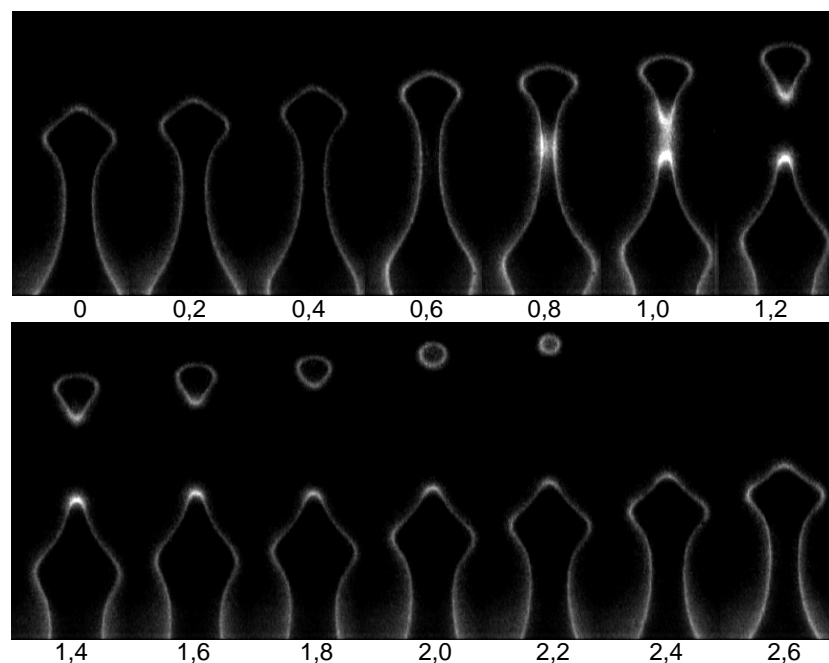


FIG. 4.8 – Séquence d'images correspondant à une période complète du signal d'excitation ($a = 0.75$ mm, $\Lambda = 9.7$ mm, $f = 350$ Hz, $\phi = 1.05$ et $Q = 100$ l/min). Les temps sont indiqués en millisecondes.

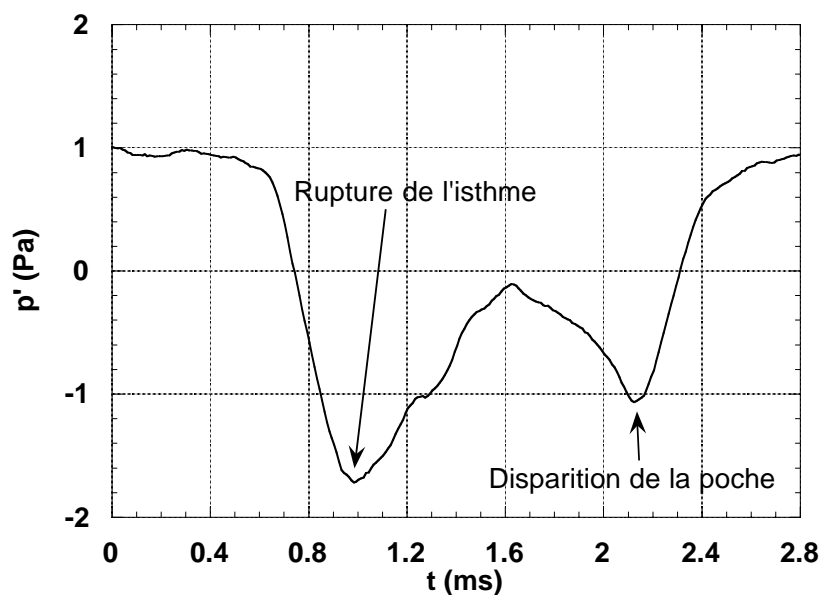


FIG. 4.9 – Signal de pression acoustique correspondant aux images de la figure 4.8. L'amplitude du pic le plus intense, correspondant à la rupture de l'isthme, a été porté sur la figure 4.7.

distance maximum, jusqu'à environ 0,65 mm du plan de symétrie, le front progresse à une vitesse normale constante, de l'ordre de 0,47 m/s. Cette vitesse est assez proche de la vitesse de flamme laminaire, égale à 0,43 m/s pour $\phi = 1,05$. Ensuite, le front accélère jusqu'à une vitesse de 1 m/s, soit un peu plus de deux fois la vitesse de flamme laminaire. Si l'on considère que l'écoulement est essentiellement vertical au niveau de l'isthme, cette accélération peut être interprétée comme une augmentation de vitesse de flamme. Il est possible que l'écoulement de gaz frais diverge en amont du front, ce qui peut créer également une accélération du front. Au cours de cette accélération, on note un renforcement de l'intensité lumineuse émise par la flamme au niveau de l'isthme, cela traduit une activité chimique plus intense, sans doute liée à l'interaction thermique entre les deux fronts de flamme opposés. L'hypothèse d'une augmentation de vitesse de flamme est donc envisageable. Pour une distance inférieure à 0,34 mm, il devient difficile de définir la position du front car on ne distingue plus qu'un halo lumineux au niveau de l'isthme (voir figure 4.8 à $t = 1$ ms). Cela pourrait être associé à une combustion quasi homogène du volume de gaz restant entre les deux fronts. Il faut toutefois se méfier de cette interprétation car cette lumière diffuse peut également résulter d'un temps de pose trop long pour suivre le phénomène. La poche formée par la disparition de l'isthme, tend rapidement vers une forme cylindrique. Une émission lumineuse diffuse, non visible sur les images présentées, apparaît également au stade final de sa combustion.

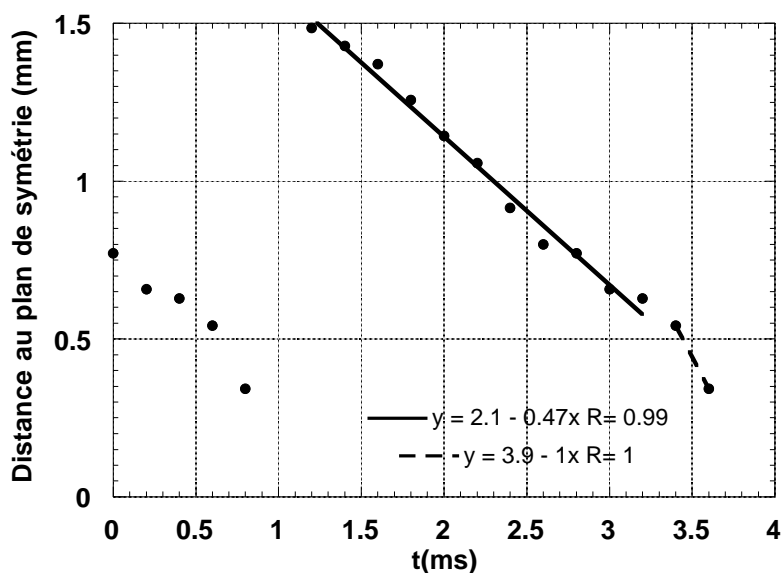


FIG. 4.10 – Évolution temporelle de la distance entre le front de flamme et le plan de symétrie au niveau de l'isthme ($a = 0.75$ mm, $\Lambda = 9,7$ mm, $f = 350$ Hz, $\phi = 1,05$ et $Q = 100$ l/min).

Du point de vue acoustique, ce phénomène se traduit par l'émission de deux pics

de pression négatifs distincts (voir figure 4.9) ; le premier, plus intense, coïncide avec la disparition de l'isthme et le second avec celle de la poche. On a remarqué que les deux pics s'éloignaient l'un de l'autre, en augmentant l'amplitude du plissement. Une observation similaire avait été faite par Smith et al. [72]. Cela résulte de la formation d'une poche plus grosse qui brûle plus longtemps ; le pic de pression associé à sa disparition est donc généré plus loin dans le temps. L'intensité du pic de pression associé à la combustion de la poche dépend peu de l'amplitude du plissement, mais comme le montre la figure 4.7, l'intensité du pic associé à la disparition de l'isthme diminue lorsque l'amplitude des plissements augmente. À partir du maximum au seuil de formation des poches, la valeur absolue de la pression acoustique émise par la combustion de l'isthme diminue avec l'amplitude selon une loi de puissance. L'exposant de cette loi augmente avec la longueur d'onde. Une saturation suit cette décroissance. Pour une amplitude donnée, la pression est une fonction croissante de la longueur d'onde. Mise à part la saturation, on verra plus loin que ces observations s'expliquent bien à partir d'un modèle géométrique simple.

4.2.3 Cas de mélanges très riches

Les deux régimes d'émission sonore précédents peuvent être observés jusqu'à une richesse de l'ordre de 1,45. Au delà, dans les deux régimes, les pics sur le signal de pression acoustique ne sont plus observés.

La figure 4.11 montre une séquence d'images correspondant à une flamme de propane-air de richesse $\phi = 1,5$, excitée dans un régime de formation de poches. Le signal de pression correspondant est visible sur la figure 4.13. Sur les images, la pointe de la flamme est ouverte lorsque la géométrie des plissements impose au front une courbure trop importante. Par contre, de $t = 0,8$ ms à $t = 1,6$ ms, la courbure de la pointe est suffisamment faible pour que celle-ci puisse se refermer. Avec ce mélange, l'effet de courbure est donc contraire à celui observé aux richesses inférieures (renforcement de l'activité chimique pour les courbures élevées). Comme précédemment, la distance entre le front de flamme et le plan de symétrie au niveau de l'isthme a été relevée (voir figure 4.12). La vitesse normale de déplacement du front est constante (environ 0,25 cm/s) jusqu'à une distance de 0,8 mm du plan de symétrie. Ensuite cette vitesse s'annule et la flamme s'éteint à $t = 2$ ms, probablement par épuisement de l'oxydant. Cette extinction entraîne la formation d'une poche qui s'éteint, elle aussi, peu de temps après. Du point de vue acoustique, ces deux extinctions n'entraînent pas de variation de pression particulière. Le signal présente simplement une allure sinusoïdale de faible amplitude.

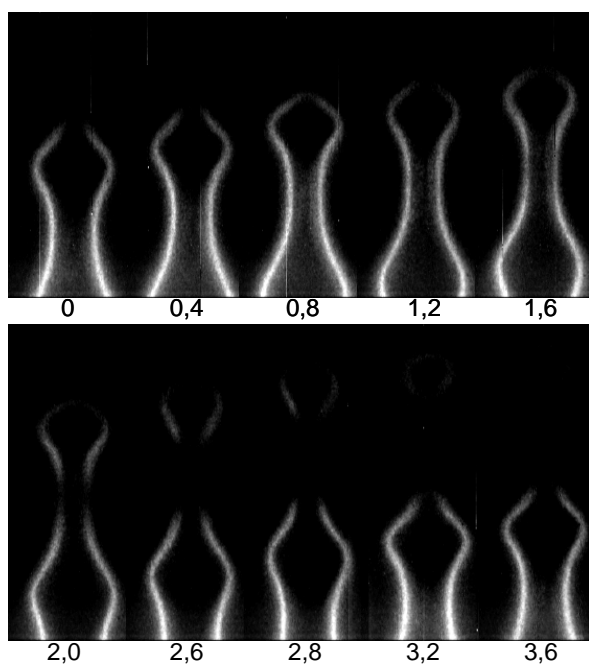


FIG. 4.11 – Séquence d'images correspondant à une période complète du signal d'excitation pour $a = 0.29$ mm et $\Lambda = 9.5$ mm ($\phi = 1.5, Q = 65$ l/min et $f = 250$ Hz). Les temps sont indiqués en millisecondes.

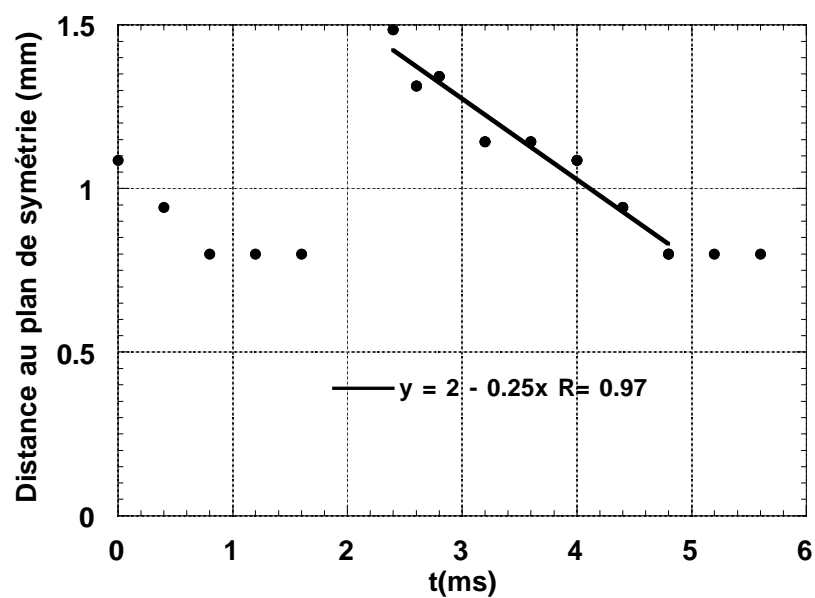


FIG. 4.12 – Évolution temporelle de la distance entre le front de flamme et le plan de symétrie au niveau de l'isthme (d'après les images de la figure 4.11).

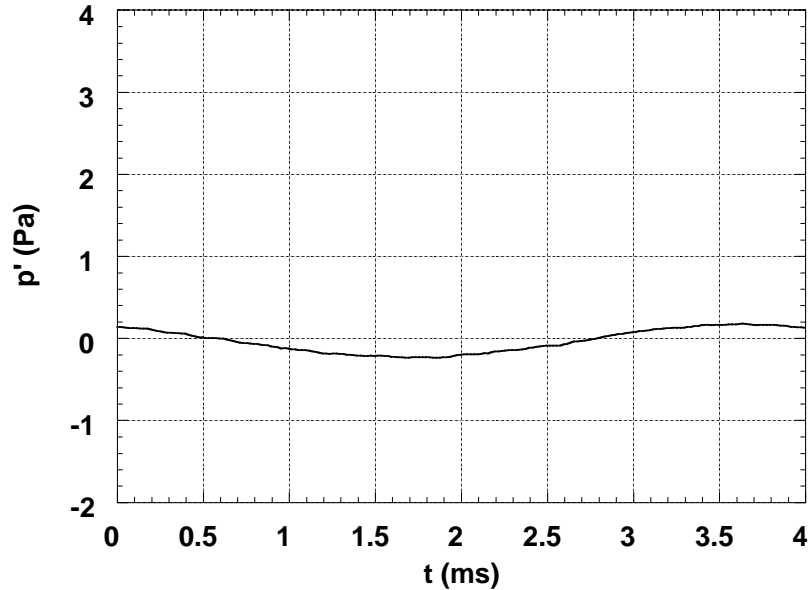


FIG. 4.13 – *Signal de pression acoustique correspondant aux images de la figure 4.11.*

4.3 Interprétation des résultats

4.3.1 Calcul de la pression acoustique

Dans la section 1.3.2, une théorie reliant la pression acoustique émise par la flamme à la dérivée temporelle de sa surface est présentée. Cette théorie a été développée en supposant que les variations de surface de flamme se faisaient à vitesse de flamme constante, sur des échelles de temps bien plus grandes que le temps de transit dans la flamme laminaire. Or ici, les temps caractéristiques sont typiquement de l'ordre du temps de transit. Néanmoins, la surface de flamme est presque toujours bien définie, excepté dans le régime avec poches, au stade final de la combustion de l'isthme et de la poche. Par conséquent, on est tenté de mesurer la surface de flamme et de comparer les mesures de pression acoustique aux valeurs prévues par la théorie des flammes plissées.

Le périmètre du front de flamme est mesuré en fonction du temps à partir des images en émission lumineuse directe. La surface de flamme est égale à ce périmètre que multiplie l'extension latérale de la flamme (8 cm). La dérivée temporelle de cette surface est reliée à la pression acoustique par l'équation 4.1, rappelée ci-dessous :

$$p'(r,t) = \frac{\rho_\infty}{4\pi r} (E - 1) U_L \dot{S}(t - r/c_\infty). \quad (4.1)$$

Les données numériques utilisées pour le calcul sont : $\rho_\infty = 1,2 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ (air ambiant) ; $r=16 \text{ cm}$; $E = 7,05$ et $U_L = 0,43 \text{ m/s}$ ($\phi = 1,05$).

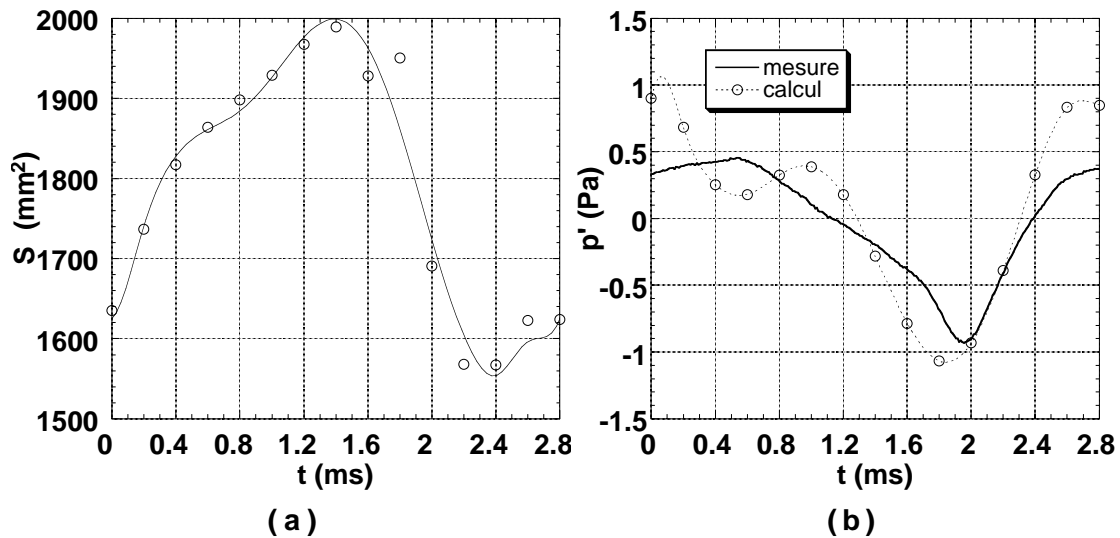


FIG. 4.14 – (a) Variation temporelle de la surface de flamme dans le régime sans poches (d'après le traitement des images de la figure 4.4). (b) Comparaison entre le signal de pression acoustique mesuré et le signal calculé à partir l'équation 4.1 et $\dot{S}(t)$.

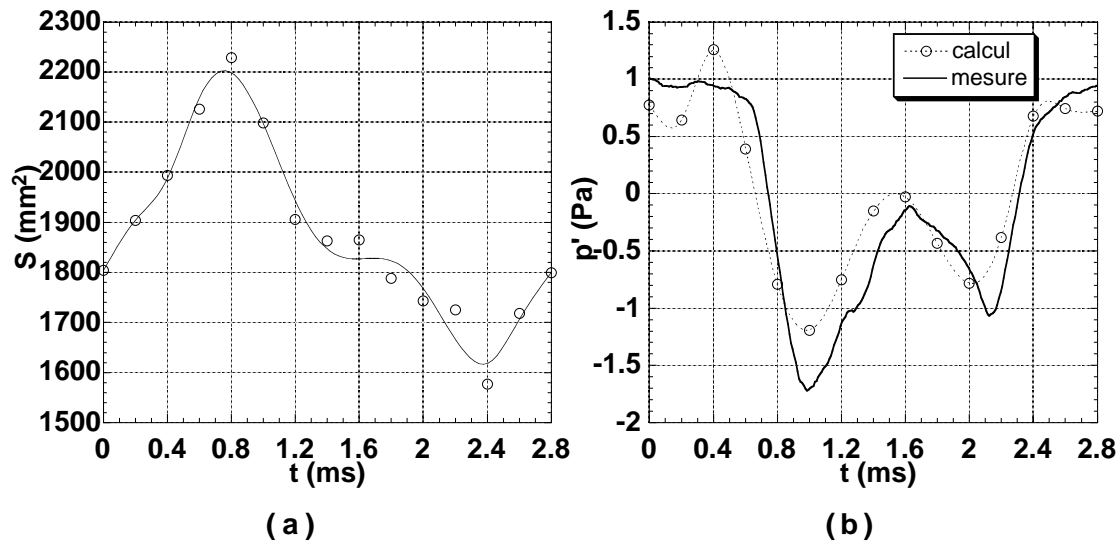


FIG. 4.15 – (a) Variation temporelle de la surface de flamme dans le régime avec poches (d'après le traitement des images de la figure 4.8). (b) Comparaison entre le signal de pression acoustique mesuré et le signal calculé à partir l'équation 4.1 et $\dot{S}(t)$.

Dans le régime sans poches, la surface de flamme a été mesurée à partir des images de la figure 4.4. Son évolution temporelle est représentée sur la figure 4.14a pour une période du signal d'excitation. On voit que le raccourcissement rapide de la flamme, entre $t = 1,4$ ms et $t = 2,4$ ms, entraîne une brusque variation de surface de flamme. Dans cette partie raide de la courbe, les points de mesure sont assez dispersés. Cela traduit l'incertitude temporelle inhérente au système d'acquisition d'image (voir section 4.1.1). En conséquence, le calcul de $\dot{S}(t)$ est soumis à un bruit important. Pour réduire ce bruit, la courbe de $S(t)$ a été lissée par un polynôme avant le calcul de la dérivée (trait plein sur la figure 4.14a). La pression acoustique calculée à partir de la dérivée de cette courbe est représentée en pointillés sur la figure 4.14b. Le pic de pression calculé est légèrement décalé par rapport au pic mesuré. Ce décalage est probablement lié à l'incertitude temporelle mentionnée plus haut. Toutefois, on note que la largeur et l'amplitude calculées pour le pic de pression sont assez proches des valeurs mesurées.

Le même type de comparaison a été effectué dans le régime de formation de poches, à partir des images de la figure 4.8. La surface de flamme et la pression acoustique calculée à partir de cette surface sont représentées sur les figures 4.15a-b. Là encore, les pressions calculées et mesurées sont qualitativement et quantitativement assez proches.

Les variations de surface de flamme, à vitesse de flamme constante, expliquent remarquablement bien l'origine du son émis par la flamme. L'augmentation de vitesse de flamme, notée lors de la disparition de l'isthme, ne semble pas sensiblement contribuer à l'émission sonore.

4.3.2 Modèles géométriques

Dans cette section, on détermine la variation de surface de flamme et la pression acoustique qui en résulte à partir de modèles géométriques simples.

Seuil de formation des poches

Afin d'étudier analytiquement la formation de poches, Joulin et Sivashinsky [35] ont modélisé une flamme diédrique soumise à une oscillation périodique de sa position d'accrochage. Cette configuration est très proche de notre expérience. La flamme est accrochée aux points $x = 0$, $y = \pm l(t)$, où $l(t) = l_o + a_o \cos(\omega t)$; x est la coordonnée longitudinale et y la coordonnée transverse. La forme du front, donnée par $y = \pm \zeta(x, t)$, est supposée symétrique par rapport à $y = 0$ (voir figure 4.16). La flamme est assimilée à une surface géométrique se déplaçant avec une vitesse normale constante, égale à la vitesse de flamme laminaire U_L . L'écoulement est supposé uniforme, avec une vitesse U dirigée suivant l'axe x . Par ailleurs, les effets d'interaction entre front et l'instabilité intrinsèque de la flamme sont négligés.

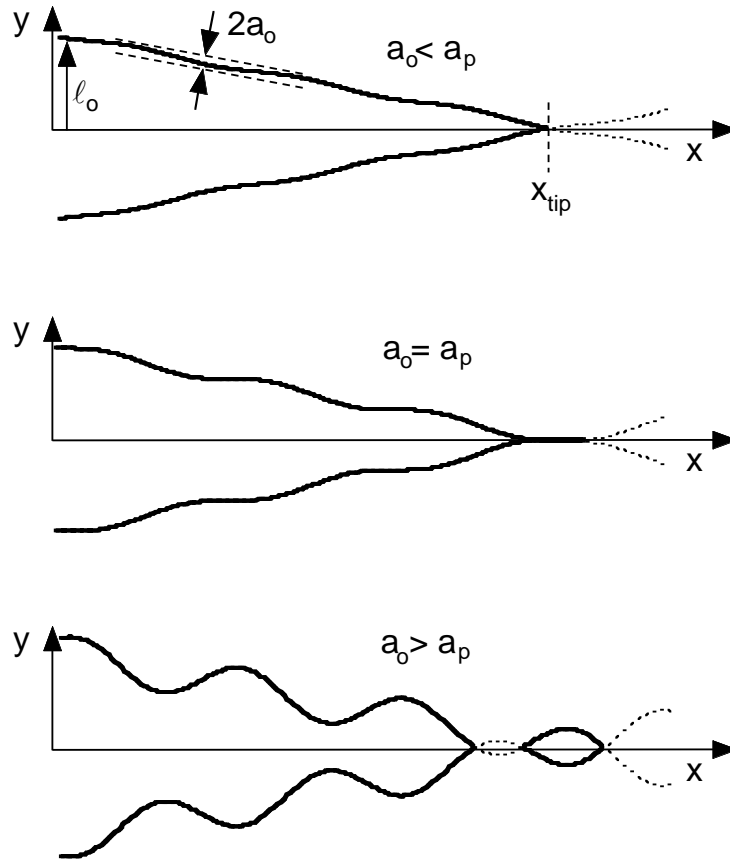


FIG. 4.16 – Profil du front de flamme pour différentes amplitudes de plissement dans le modèle de Joulin et Sivashinsky [35].

La vitesse normale de déplacement du front doit être égale à la vitesse normale de l'écoulement sur le front moins la vitesse de flamme. Cette condition cinématique se traduit par l'équation d'évolution,

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + U \frac{\partial \zeta}{\partial x} = -U_L \sqrt{1 + \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x} \right)^2}. \quad (4.2)$$

Le problème est de déterminer la forme du front lorsque cette équation est soumise à la condition aux limites périodique,

$$\zeta(0, t) = l_0 + a_o \cos(\omega t). \quad (4.3)$$

En raison du terme non-linéaire dans le membre de droite de l'équation 4.2, ce problème est difficile à traiter. Néanmoins, en résolvant le cas simple $a_o = 0$ (pas d'oscillation), on s'aperçoit que $\partial \zeta / \partial x \approx O(U_L / U)$. Par conséquent, en supposant

que la vitesse de l'écoulement est bien plus grande que la vitesse de flamme, $U_L/U \ll 1$, et que $a_o\omega/U = a_o k \ll 1$, l'équation 4.2 se réduit à

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + U \frac{\partial \zeta}{\partial x} = -U_L. \quad (4.4)$$

Dans nos expériences, $U_L/U \approx 0,13$ et $a_o/\Lambda < 6.10^{-2}$, les conditions requises par le modèle sont donc à peu près vérifiées. L'équation 4.4 s'intègre sans difficultés et admet pour solution, avec la condition aux limites 4.2,

$$\zeta(x,t) = a_o \cos\left(\omega t - \frac{\omega x}{U}\right) + l_o - \frac{U_L}{U}x. \quad (4.5)$$

Si $y = \zeta(x,t)$ coupe l'axe des x une seule fois à un certain $x = x_{tip}(t)$, il n'y a pas de poches sur le front (voir figure 4.16 pour $a < a_p$). Notons que pour $a_o = 0$, la longueur de la flamme non perturbée est $x_{tip}^o(t) = l_o U/U_L$. La formation ou la disparition de poches se produit au point (x_p, t_p) lorsque les deux conditions suivantes sont vérifiées :

$$\zeta(x_p, t_p) = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial \zeta}{\partial x}(x_p, t_p) = 0 \quad (4.6)$$

Soit, en utilisant 4.5,

$$a_o \cos\left(\omega t_p - \frac{\omega x_p}{U}\right) + l_o - \frac{U_L}{U}x_p = 0 \quad (4.7)$$

et

$$a_o \omega \sin\left(\omega t_p - \frac{\omega x_p}{U}\right) - U_L = 0. \quad (4.8)$$

Ces deux conditions conduisent à

$$x_p^{(\pm)} = \left(\frac{U}{U_L}\right) \left[l_o \pm a_o \sqrt{1 - \left(\frac{U_L}{a_o \omega}\right)^2} \right]. \quad (4.9)$$

Le signe négatif correspond au point de formation des poches et le signe positif à leur point de disparition. La condition d'existence de $x_p^{(\pm)}$ est $U_L/a_o\omega > 1$. Par conséquent, pour une fréquence d'excitation donnée l'amplitude,

$$a_p = \frac{U_L}{\omega}, \quad (4.10)$$

délimite le régime de formation de poches. En notant que, $\omega = Uk$, où $k = 2\pi/\Lambda$ est le nombre d'onde, cette amplitude s'écrit :

$$a_p = \frac{\Lambda}{2\pi} \frac{U_L}{U}. \quad (4.11)$$

TAB. 4.1 – *Amplitude des plissements au seuil de formation des poches, à trois longueurs d'onde différentes : comparaison des valeurs expérimentales (d'après la figure 4.7) et théoriques (d'après l'équation 4.11)*

Λ (mm)	7,4	9,7	13,8
$(a_p)_{exp}$ (mm)	$0,19 \pm 0,03$	$0,21 \pm 0,03$	$0,24 \pm 0,03$
$(a_p)_{th}$ (mm)	0,16	0,20	0,29
$\Delta a_p / (a_p)_{th}$ (%)	18	5	17

La longueur d'onde et l'amplitude au seuil de formation des poches sont donc reliées linéairement dans ce modèle.

Dans le tableau 4.1, les valeurs expérimentales de a_p , tirées des courbes de la figure 4.7, sont comparées aux valeurs théoriques, calculées d'après l'équation 4.11 avec $U_L = 0,43$ m/s et $U = 3,25$ m/s. Les valeurs mesurées sont proches de celles prédites par le modèle, à l'incertitude expérimentale près. De plus, on constate que a_p augmente effectivement avec la longueur d'onde.

Pic de pression acoustique

À partir du modèle de Joulin et Sivashinsky [35], il est possible de calculer analytiquement la surface de flamme dans le régime sans poches ($a_o < a_p$). Cette surface est donnée par

$$S(t) = 2L_f \int_0^{x_{tip}(t)} \sqrt{1 + \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x}\right)^2} dx, \quad (4.12)$$

où L_f est l'extension latérale de la flamme. On a vu plus haut que pour $a_o k \ll 1$, $\partial \zeta / \partial x \approx O(U_L/U)$. L'hypothèse $U_L/U \ll 1$ conduit alors à

$$S(t) = 2L_f x_{tip}(t), \quad (4.13)$$

où $x_{tip}(t)$ vérifie l'équation $\zeta(x,t) = 0$, c'est à dire

$$a_o \cos\left(\omega t - \frac{\omega x_{tip}}{U}\right) + (x_{tip}^o - x_{tip}) \frac{U_L}{U} = 0. \quad (4.14)$$

Cette équation contrôle la dynamique de la pointe de la flamme et Joulin et Sivashinsky [35] en ont fait une étude numérique. Ils montrent que pour a_o/l_o fixé, lorsque $\omega a_o/U_L$ augmente, l'oscillation de la pointe, tout d'abord sinusoïdale, devient progressivement asymétrique en accord qualitatif avec la figure 4.5. Pour $\omega a_o/U_L = 1$, cette asymétrie devient telle que des poches se forment. Notons que $\omega a_o/U_L = a_o k(U/U_L)$. Ce paramètre peut varier, soit en changeant l'angle de la

flamme ($\approx U_L/U$), soit en changeant la géométrie des plissements, contrôlée par le produit $a_o k$. Il n'est donc pas nécessaire de faire varier l'angle de la flamme pour comprendre la formation de poches.

On obtient une solution analytique de 4.14 dans la limite de très faibles amplitudes, $\omega a_o/U_L \ll 1$. En posant $x_{tip}^o - x_{tip} = \delta x$, pour $\delta x \rightarrow 0$, cette équation se réduit à

$$\delta x = -a_o \frac{U}{U_L} \cos \left(\omega t - \frac{\omega x_{tip}^o}{U} \right). \quad (4.15)$$

La surface de flamme s'écrit alors

$$S(t) = 2L_f x_{tip}^o + 2L_f a_o \frac{U}{U_L} \cos \left(\omega t - \frac{\omega x_{tip}^o}{U} \right). \quad (4.16)$$

Si l'on introduit la dérivée temporelle de $S(t)$ dans l'équation 4.1, la pression acoustique maximum (en valeur absolue) associée à l'oscillation verticale de la flamme est

$$|p'(r)| = \frac{\rho_\infty}{r} (E - 1) U^2 L_f \frac{a_o}{\Lambda}. \quad (4.17)$$

Par conséquent, dans la limite de faibles amplitudes, pour une longueur d'onde donnée, le modèle prévoit une augmentation linéaire de la pression acoustique avec l'amplitude du plissement. Cette prévision est cohérente avec les observations expérimentales (voir figure 4.7). L'équation 4.17 prévoit également que la pente diminue avec la longueur d'onde, contrairement aux observations.

La figure 4.18 montre la comparaison quantitative entre les courbes théoriques et expérimentales, aux trois longueurs d'onde étudiées. Dans le régime sans poches, l'équation 4.17 est valable uniquement pour des amplitudes de plissement proches de zéro, ce qui est cohérent avec l'approximation $\delta x \rightarrow 0$. Dans ce cas, la flamme oscille de façon quasi sinusoïdale et la variation de pression est très faible. Dès que l'amplitude du plissement s'écarte de la limite $\omega a_o/U_L \ll 1$, le déplacement de la pointe (et donc la variation de surface de flamme) devient non-sinusoïdal. Cette dissymétrie de l'oscillation entraîne une dérivée temporelle de surface de flamme plus importante et une pression acoustique plus élevée que celle prévue par l'équation 4.17. Par conséquent, l'approximation $\delta x \rightarrow 0$ est d'un intérêt très limité. Malheureusement, sans cette approximation l'équation 4.14 n'admet pas de solution analytique.

Pour le régime avec poches ($a_o > a_p$), on a modélisé la variation de surface de flamme associée à la combustion de l'isthme. Pour cela, on suppose qu'au point $x_p^{(-)}$, lorsque la flamme est tangente au plan de symétrie, la surface de flamme comprise dans une couche d'épaisseur d_L disparaît dans un temps de l'ordre de du temps de transit, t_L (voir figure 4.17). Avec l'hypothèse $U_L/U \ll 1$, cette surface de flamme s'écrit

$$S_{isthme} = 2L_f L_{isthme}, \quad (4.18)$$

où la longueur L_{isthme} vérifie l'équation,

$$d_L = a_o \cos \left(\omega t_p - \frac{\omega}{U} \left(x_p^{(-)} \pm \frac{L_{isthme}}{2} \right) \right) + l_o - \frac{U_L}{U} x_p^{(-)}. \quad (4.19)$$

En utilisant les expressions 4.7, 4.8 et 4.9 l'équation 4.19 devient

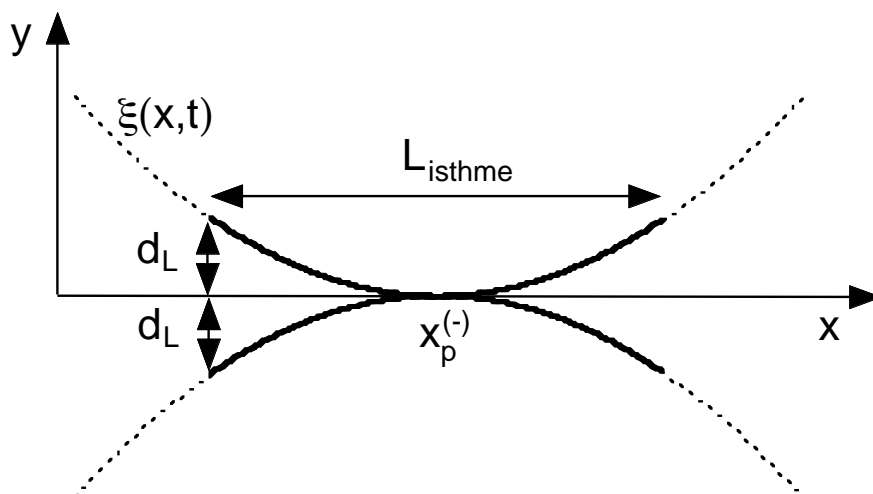


FIG. 4.17 – Profil du front de flamme au niveau de l'isthme.

$$d_L = a_o \left\{ \sqrt{1 - \left(\frac{a_p}{a_o} \right)^2} \left[1 - \cos \left(\frac{kL_{isthme}}{2} \right) \right] \mp \left(\frac{a_p}{a_o} \right) \sin \left(\frac{kL_{isthme}}{2} \right) \right\}. \quad (4.20)$$

Si l'on suppose que $kL_{isthme} \ll 1$, pour des amplitudes de plissement telles que $a_p/a_o \ll 1$, cette équation se réduit à

$$d_L \approx a_o \left[\frac{1}{2} \left(\frac{kL_{isthme}}{2} \right)^2 \mp \left(\frac{a_p}{a_o} \right) \left(\frac{kL_{isthme}}{2} \right) \right] \quad (4.21)$$

Avec l'hypothèse supplémentaire $a_p/a_o \ll kL_{isthme}$, la longueur de l'isthme est donnée par

$$L_{isthme} = \frac{\Lambda}{\pi} \sqrt{\frac{2d_L}{a_o}}. \quad (4.22)$$

L'épaisseur de flamme étant toujours bien inférieure à l'amplitude des plissements, la longueur de l'isthme est effectivement petite par rapport à Λ . Au moment de la formation d'une poche, si la surface $S_{isthme} = 2L_f L_{isthme}$ disparaît dans un temps

$bt_L \approx bD_{th}/U_L^2$, où b est une constante d'ordre unité, la dérivée temporelle de la surface de flamme peut être approchée par

$$\dot{S} \approx -\frac{S_{isthme}U_L^2}{bD_{th}} \approx -\frac{2L_f\Lambda}{\pi b} \sqrt{\frac{2U_L^3}{a_o D_{th}}}. \quad (4.23)$$

D'après l'équation 4.1, l'amplitude du pic de pression acoustique associé est

$$|p'(r)| = \frac{\rho_\infty}{2\pi^2 r} (E - 1) \sqrt{\frac{2U_L^5}{D_{th}}} \frac{L_f}{b} \frac{\Lambda}{\sqrt{a_o}}. \quad (4.24)$$

Dans ce régime, on prévoit que l'amplitude du pic de pression diminue comme la racine carrée de l'amplitude et augmente linéairement avec la longueur d'onde. Qualitativement, ces variations vont dans le même sens que les résultats expérimentaux (voir figure 4.7). Quantitativement, la figure 4.18 fait apparaître un accord raisonnable pour des valeurs du paramètre b très proches, ou sinon égales, à un ; c'est à dire des temps caractéristiques de l'ordre du temps de transit. La saturation aux grandes amplitudes reste à modéliser. Elle est peut-être liée à la forme « cuspée » des plissements. Un travail est actuellement en cours, afin de relier la dynamique non-linéaire des plissements à l'équation de Michelson-Sivashinsky, modifiée par Joulin et Cambray [33].

4.4 Conclusions

L'émission du son associée à la formation de poches a été étudiée, sur une flamme diédrique, excitée périodiquement par des plissements d'amplitude et de longueur d'onde contrôlées.

Pour de très faibles amplitudes de plissements, la pointe de la flamme oscille verticalement de façon quasi-sinusoïdale. Dans ce cas, la variation de surface de flamme associée génère une pression acoustique faible qui croît linéairement avec l'amplitude. À mesure que l'amplitude des plissements augmente, l'oscillation se dissymétrise : la flamme se raccourcit plus vite qu'elle ne s'allonge. Le raccourcissement de plus en plus rapide de la flamme se traduit par une dérivée temporelle de surface de flamme importante, à l'origine d'un pic de pression. L'intensité de ce pic augmente avec l'amplitude des plissements et varie peu avec leur longueur d'onde. Au delà d'une amplitude seuil, les deux fronts de flamme peuvent devenir parallèles avant la pointe, le préchauffage important du gaz frais, situé entre les deux fronts de flamme opposés, entraîne la combustion rapide d'un isthme, laissant derrière lui une poche de gaz frais. Il en résulte deux pics de pression distincts, un pour la combustion de l'isthme, et un autre pour celle de la poche. La pression acoustique est maximum au seuil de formation des poches car les effets cinématiques et l'interaction entre les deux fronts opposés doivent se conjuguer, pour consommer un

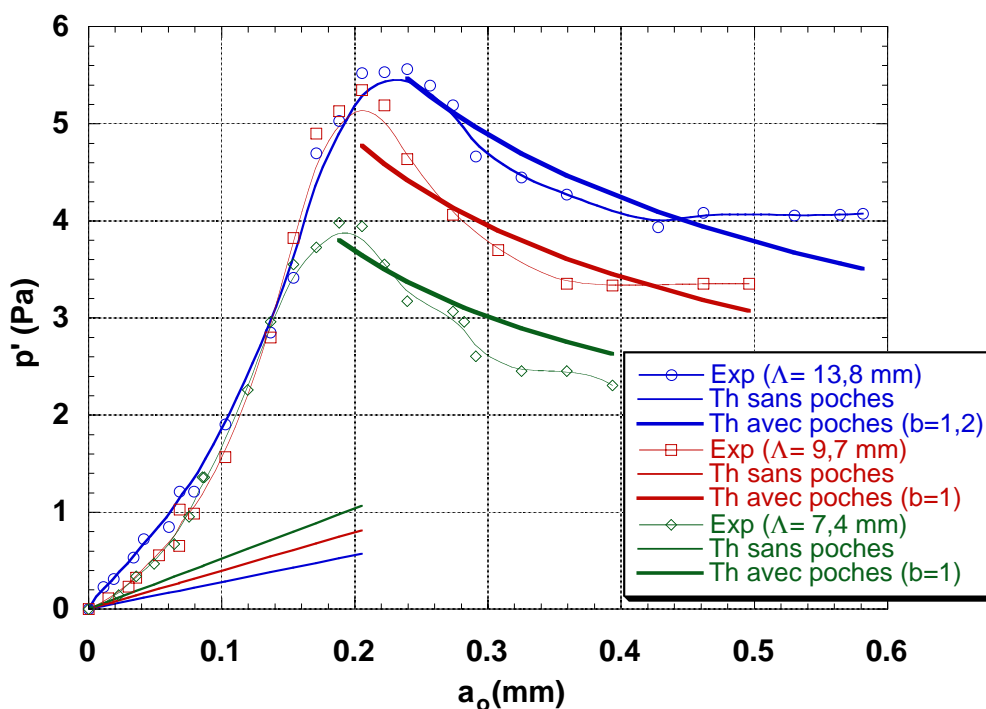


FIG. 4.18 – Valeur absolue de la pression acoustique au pic, en fonction de l'amplitude des plissements à trois longueurs d'onde différentes ($\phi = 1,05, Q = 100$ l/min). Les courbes théoriques sont calculées d'après les équations 4.17 (sans poches) et 4.23 (avec poches) avec: $\rho_\infty = 1,2 \text{ kg.m}^{-3}$; $r = 16$ cm; $L_f = 8$ cm; $E = 7,05$; $U_L = 0,43$ m/s et $D_{th} = 2,10^{-5}$ $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$.

volume de gaz frais maximum en un temps minimum. Lorsque l'amplitude des plissements augmente, la longueur de l'isthme qui disparaît diminue. En conséquence, la variation de surface de flamme diminue elle aussi, ainsi que l'intensité du pic de pression.

Qualitativement, cette dynamique de formation de poches correspond à celle prédite par le modèle purement cinématique de Joulin et Sivashinsky [35]. Dans la limite d'une amplitude de plissement très faible, ce modèle prévoit une variation de hauteur de flamme et une variation de surface de flamme harmoniques. Il en est de même pour la pression acoustique. Lorsque l'amplitude augmente, l'oscillation de la pointe devient très rapidement non-sinusoïdale et la pression acoustique mesurée est nettement plus élevée que celle prévue par le modèle, dans l'hypothèse d'amplitudes faibles. Il serait intéressant de vérifier si le modèle décrit correctement le phénomène pour une amplitude de plissement non négligeable. Cette comparaison, nécessairement numérique, fera l'objet d'un travail ultérieur. Notons que l'amplitude au seuil de formation des poches est correctement prédite par le modèle.

Dans le régime de formation de poches, on a proposé un modèle rudimentaire afin de modéliser la variation de surface de flamme lors de la combustion de l'isthme. Ce modèle prévoit correctement la décroissance de la pression acoustique maximum avec l'amplitude du plissement, de même que la croissance de cette pression avec la longueur d'onde. Néanmoins, au delà d'une certaine amplitude de plissement, la pression sature à une valeur constante. Ceci pourrait être lié à la saturation non-linéaire des perturbations sur le front. Nous étudions actuellement la dynamique non-linéaire de l'instabilité de Landau. Les résultats de cette étude pourraient permettre de mieux comprendre la saturation en pression observée.

Les résultats présentés ici, bien que très qualitatifs, montrent que l'intensité de l'émission sonore associée à la formation de poches dépend fortement de la géométrie des plissements. Sur la flamme du chalumeau, les plissements sont générés par l'instabilité de Landau autour d'une longueur d'onde bien déterminée. Dans ce cas, l'intensité du bruit résultant de la formation de poches va donc dépendre essentiellement de l'amplitude des cellules. Celle-ci augmente fortement avec le débit (voir figure 2.30). Des poches plus grosses se détachent, mais les volumes de gaz frais impliqués dans cette formation sont de plus en plus faibles (voir équations 4.22-4.24), ce qui peut expliquer la réduction du bruit hautes fréquences, surprenante au premier abord (voir section 2.3.5).

Conclusion

La détermination de l'origine du bruit émis par les flammes de chalumeaux industriels et les moyens à mettre en œuvre pour le réduire constituaient les motivations initiales de ce travail. La conclusion présente à l'évidence deux aspects complémentaires étroitement associés tout au long de ce travail, l'un concerne le problème industriel et l'autre les résultats scientifiques.

Réponse au problème industriel

La flamme d'un chalumeau de chauffe, alimenté par un mélange de propane-oxygène riche, et l'émission sonore associée ont été étudiées expérimentalement. Il est montré que les fluctuations de production volumique de la flamme de prémélange (le dard) sont responsables de la quasi totalité de l'émission sonore. La contribution de la flamme de diffusion (le panache) est négligeable. Deux mécanismes participent aux fluctuations de production volumique du dard. Il s'agit, d'une part, des variations de surface de flamme dues au développement de cellules de Landau et, d'autre part, de la combustion rapide de petits volumes de gaz frais, résultant de la formation et de la disparition des poches créées en bout de flamme par ces cellules. Le plissement du front de flamme par la turbulence de l'écoulement est totalement négligeable dans ce problème.

Pour de faibles débits de mélange, le bruit est émis à des fréquences supérieures à 20 kHz, correspondant à l'inverse du temps de transit dans la flamme laminaire. Cette émission haute fréquence est attribuée au détachement et à la disparition des poches. Son intensité dépend fortement de la géométrie des plissements. Lorsque le débit augmente, les cellules de Landau se développent davantage et détachent des poches plus grosses. Cependant, la quantité de gaz frais impliquée dans le processus de détachement d'une poche est plus faible et le bruit s'atténue.

Aux débits plus élevés, l'émission sonore est due aux variations de surface de flamme, produites par les cellules de Landau. Ce mécanisme d'émission n'avait jamais été envisagé, ni mis en évidence. La fréquence caractéristique du bruit qui en résulte est de l'ordre du taux de croissance de l'instabilité de Darrieus-Landau. Elle varie de 4,2 à 6,2 kHz selon la richesse du mélange. L'intensité de ce bruit augmente

rapidement avec le débit et, dans les conditions nominales, elle représente la totalité de l'émission sonore.

La réduction du bruit émis par la flamme du chalumeau passe donc par une réduction des variations de surface de flamme. Pour cela, l'amplitude des cellules qui arrivent en bout de flamme doit être réduite. Celle-ci s'écrit formellement,

$$a_{dard} \approx a_o \exp\left(\frac{\sigma(k) d}{U_L} \frac{d}{2}\right), \quad (4.25)$$

où d est le diamètre de la buse.

Au vu de cette expression, trois solutions peuvent être envisagées pour réduire le bruit :

- la première consiste à diminuer le taux de croissance de l'instabilité. Celui-ci augmente avec la vitesse de flamme et le facteur d'expansion des gaz mais on ne peut pas réduire ces paramètres sans diminuer la puissance de chauffe. Par contre, il est possible de modifier $\sigma(k)$ en changeant la longueur d'onde des perturbations initiales. Selon la théorie, le taux de croissance devient négatif pour des longueurs d'ondes inférieures à $\Lambda_{max}/2$. Si l'on considère que les perturbations initiales sont induites par la turbulence résiduelle de l'écoulement, une réduction de $\sigma(k)$ est possible en décalant le spectre de turbulence vers des échelles plus petites que $\Lambda_{max}/2$, soit environ 0,65 mm (voir section 3.5.3). Des grilles de maille inférieure à cette longueur placées dans l'écoulement, en amont de la buse, peuvent assurer cette fonction.
- La deuxième solution est d'atténuer l'amplitude initiale des perturbations. Dimensionnellement, $a_o \approx \Lambda_{max} u'/U$. Un taux de turbulence aussi faible que possible en sortie de buse est donc souhaitable. Là encore, des grilles de tranquillisation trouvent leur intérêt. Une section convergente avec un fort rapport de contraction peut également réduire le taux de turbulence.
- Finalement, une diminution du diamètre de la buse est suggérée par l'expression 4.25. Dans ce cas, la conservation du débit volumique, sans augmentation de la vitesse d'écoulement, nécessite d'augmenter le nombre d'orifices afin de conserver la section de sortie. La flamme est ainsi composée de plusieurs petits dards au lieu d'un seul, plus long. L'instabilité disposant d'une longueur de flamme moins importante pour se développer, l'amplitude des cellules en bout de flamme est plus faible. Ce type de buse existe, il s'agit des buses dites multidards. À débit équivalent, ces buses étaient connues pour être moins bruyantes que les buses monodard. On comprend maintenant pourquoi.

Sur la base du chalumeau « Varial G2 », caractérisé dans cette thèse, un prototype a été conçu. Il répond aux deux premiers critères : une turbulence faible à petite échelle en sortie de buse. Les caractéristiques de ce prototype sont décrites dans le texte du brevet présenté en annexe (voir figure 1 de l'annexe A). La lance

est élargie de façon à ralentir l'écoulement. Un nid d'abeille et une succession de grilles réduisent la turbulence résiduelle. La maille de la dernière grille, 0,5 mm, est inférieure à $\Lambda_{max}/2$. La lance se termine par une buse profilée de rapport de contraction égal à 49.

Une réduction de bruit allant de 30 décibels (dBA), pour un débit de 1200 l/h, à 15 décibels, pour un débit de 3000 l/h est obtenue (voir figure 1 de l'annexe A). Cela est directement lié à une atténuation de l'amplitude des structures cellulaires. Dans les conditions nominales, le niveau de bruit passe ainsi en dessous du seuil légal de 85 dBA grâce au dispositif décrit dans le brevet déposé. Des chalumeaux à faible bruit, basés sur cette technique, seront prochainement commercialisés par Air Liquide.

Il est important de noter que cette réduction de bruit se fait sans aucune perte d'efficacité. Au contraire, le test habituel, qui consiste à mesurer le temps de coupe d'un fil métallique, fait apparaître un temps de coupe 20% plus faible pour le prototype que pour chalumeau Varial G2. Cela est attribué à un jet de gaz brûlés plus fin et plus directif. D'autre part, la flamme étant moins plissée, le dard est plus long et il est possible d'éloigner la buse des pièces à travailler. Il en résulte une meilleure protection de la buse contre les projections et le rayonnement, ainsi qu'une meilleure vision du volume de travail par l'utilisateur. Ainsi, en recherchant le silence, on a aussi trouvé un gain de productivité et une souplesse d'utilisation.

Résultats scientifiques

Sur le plan scientifique, le travail présenté ici apporte des contributions originales dans deux domaines complémentaires : le bruit de combustion et la dynamique des flammes de prémélange.

Concernant le bruit de combustion, les théories actuelles de l'émission sonore des flammes de prémélange turbulentes, basées sur la modélisation des variations de surface de flamme par la turbulence de l'écoulement, sous-estiment largement la puissance acoustique pour une turbulence faible ($u'/U_L < 1$). Dans ce cas, il est montré que les variations de surface dues à l'instabilité de Darrieus-Landau et à la combustion de poches doivent être considérées. Une suite logique de ce travail est de modéliser, pour des flammes faiblement turbulentes, l'émission sonore associée à ces deux mécanismes.

Lorsque les produits de combustion sont fortement dissociés, la variation du nombre de moles au cours de la combustion participe de façon non négligeable au bruit de combustion. La pression acoustique rayonnée dans le champ lointain d'une petite région de fluide, siège d'une combustion non-isomolaire à faible nombre de Mach, est calculée à partir des équations de base de la mécanique des fluides réactives. Dans cette formulation, les contributions de la dilatation molaire et thermique

apparaissent explicitement. Pour des flammes hydrocarbure-oxygène, la contribution de la dilatation molaire à la puissance acoustique se situe entre 2 et 5,6 dB, selon le type de carburant.

Une formulation dans laquelle les émissions sonores dues à des phénomènes purement instationnaires et purement convectifs est obtenue. Elle peut se révéler utile pour l'élaboration de modèles spécifiques. En particulier, pour une flamme de prémélange dans le régime des flammes plissées, cette formulation conduit à la relation semi-phénoménologique de Clavin et Siggia [22], exprimant la puissance acoustique en fonction de la dérivée temporelle de la surface de flamme. Cette relation peut être le point de départ d'une modélisation de l'émission sonore par des variations de surface de flamme d'origines diverses.

L'influence de la température du milieu ambiant sur l'intensité acoustique rayonnée par la flamme est soulignée. Un modèle simple, tenant compte de l'anisotropie du champ de température autour de la flamme, est proposé. Il prédit correctement la directivité de l'émission sonore de la flamme du chalumeau, ainsi que l'atténuation des hautes fréquences acoustiques près de l'axe. Néanmoins, expérimentalement, la position azimutale du maximum d'intensité est décalée vers l'aval par rapport au modèle. Les effets de réfraction des ondes sonores dans les gradients de densité pourraient expliquer cet écart.

Concernant la dynamique des flammes de prémélange, l'existence de l'instabilité de Darrieus-Landau, jusqu'alors observée uniquement sur des flammes libres, est mise en évidence sur une flamme accrochée. Dans ce cas, l'instabilité se développe de façon spatiale. Deux approches théoriques permettant de décrire ce phénomène ont été présentées. Une expérience a été menée afin de déterminer la relation de dispersion de l'instabilité dans le cas d'une flamme diédrique. Un dispositif d'excitation électrostatique, permettant de déplacer le point d'accrochage de la flamme avec une amplitude et une fréquence contrôlée, a été développé. Cette perturbation locale, convectée à la vitesse de l'écoulement, crée un plissement harmonique sur le front. La croissance exponentielle de l'amplitude de ce plissement le long du front est suivie d'une saturation due à la formation de cusps. Le taux de croissance spatial a été mesuré en fonction du nombre d'onde. Il a été transposé en un taux de croissance temporel en utilisant un temps Lagrangien. La relation de dispersion expérimentale est correctement prédite par la théorie classique des flammes libres. L'expérience a porté sur des flammes de propane-air pouvant être enrichies en oxygène. Les nombres de Markstein déduits de cette comparaison diminuent avec la richesse et augmentent avec la concentration en oxygène. L'extrapolation de ces résultats à des flammes de propane-oxygène pur montre que les structures observées sur la flamme du chalumeau résultent de l'instabilité de Darrieus-Landau.

La dynamique de formation des poches a été étudiée en parallèle avec l'émission sonore sur la flamme diédrique. Qualitativement, les observations sont cohérentes avec un modèle purement cinématique de déformation du front. Une comparaison

plus quantitative reste à effectuer.

Beaucoup de pistes restent encore à explorer pour comprendre pleinement la dynamique des flammes accrochées, tant sur le plan expérimental que théorique. L'instabilité de Darrieus-Landau est-elle modifiée lorsque les fronts de flamme opposés interagissent? Que se passe-t-il si le temps de croissance est court comparé au temps de convection d'une cellule sur le front, c'est à dire pour des angles d'inclinaison supérieurs à 45° ? Est-ce que les phénomènes observés en géométrie bidimensionnelle restent identiques en géométrie cylindrique? Autant de questions auxquelles il serait intéressant de répondre dans l'avenir. Pour l'heure, l'étude de la dynamique non-linéaire de l'instabilité Darrieus-Landau retient notre attention. Là aussi, nombre de points restent à éclaircir...

Annexe A

Chalumeau à faible bruit (Brevet)



DEMANDE INTERNATIONALE PUBLIÉE EN VERTU DU TRAITE DE COOPERATION EN MATIÈRE DE BREVETS (PCT)

(51) Classification internationale des brevets ⁶ : F23D 14/38, 14/08, 14/46	A1	(11) Numéro de publication internationale: WO 98/44296
		(43) Date de publication internationale: 8 octobre 1998 (08.10.98)
<p>(21) Numéro de la demande internationale: PCT/FR98/00553</p> <p>(22) Date de dépôt international: 19 mars 1998 (19.03.98)</p> <p>(30) Données relatives à la priorité: 97/03879 28 mars 1997 (28.03.97) FR</p> <p>(71) Déposant (pour tous les Etats désignés sauf US): LA SOUDURE AUTOGENE FRANÇAISE [FR/FR]; 75, quai d'Orsay, F-75007 Paris (FR).</p> <p>(72) Inventeurs; et (75) Inventeurs/Déposants (US seulement): TRUFFAUT, Jean-Marie [FR/FR]; 39, avenue Fernand Carnaud, F-13700 Marignane (FR). SEARBY, Geoff [FR/FR]; IRPHE, UMR 6594, CNRS, Service 252, Faculté des Sciences Saint-Jérôme, F-13397 Marseille Cedex 20 (FR). BOYER, Louis [FR/FR]; IRPHE, UMR 6594, CNRS, Service 252, Faculté des Sciences Saint-Jérôme, F-13397 Marseille Cedex 20 (FR). CANNET, Gilles [FR/FR]; 9, rue Jean de la Fontaine, F-95620 Parmain (FR). BRIAND, Francis [FR/FR]; 18, rue Cail, F-75010 Paris (FR). PISOT, Philippe [FR/FR]; 6, rue des Cols Verts, F-95290 L'Isle Adam (FR).</p>	<p>(74) Mandataire: L'AIR LIQUIDE, SOCIÉTÉ ANONYME POUR L'ÉTUDE ET L'EXPLOITATION DES PROCÉDES GEORGES CLAUDE; 75, quai d'Orsay, F-75321 Paris Cedex 07 (FR).</p> <p>(81) Etats désignés: AL, AU, BA, BB, BG, BR, CA, CN, CU, CZ, EE, GE, HU, ID, IL, IS, JP, KP, KR, LC, LK, LR, LT, LV, MG, MK, MN, MX, NO, NZ, PL, RO, SG, SI, SK, SL, TR, TT, UA, US, UZ, VN, YU, brevet ARIPO (GH, GM, KE, LS, MW, SD, SZ, UG, ZW), brevet eurasien (AM, AZ, BY, KG, KZ, MD, RU, TJ, TM), brevet européen (AT, BE, CH, DE, DK, ES, FI, FR, GB, GR, IE, IT, LU, MC, NL, PT, SE), brevet OAPI (BF, BJ, CF, CG, CI, CM, GA, GN, ML, MR, NE, SN, TD, TG).</p> <p>Publiée Avec rapport de recherche internationale.</p>	

(54) Title: SINGLE INNER CONE BLOWPIPE, WITH FLOW RATE PREMIX MORE THAN 1000 LITRES/HOUR

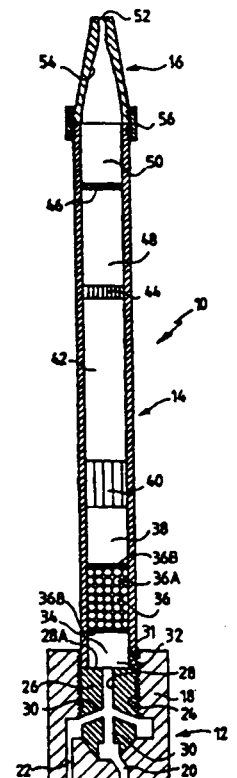
(54) Titre: BRÛLEUR, TEL UN CHALUMEAU MONODARD, A PRÉMÉLANGE DE DÉBIT SUPÉRIEUR A 1000 LITRES/HEURE

(57) Abstract

The invention concerns a burner, in particular a single inner cone blowpipe, with flow rate premix more than 1000 l/h comprising a duct (14) supplying gas mixture having an end supplying (32) gas mixture and a single nozzle (16) for producing the flame mounted at the other end. The supply duct (14) is adapted such that, at any point of at least a transverse section thereof, the Reynolds number circulating in the supply duct (14) is less than 3000, when the burner, for example the blowpipe, operates in steady state condition at a flow rate higher than 1000 l/h. The blowpipe is useful for soldering, straightening, preheating before welding, heat forming or thermal treatment.

(57) Abrégé

La présente invention concerne un brûleur, notamment un chalumeau monodard, à prémélange de débit supérieur à 1000 l/h du type comportant une conduite d'alimentation (14) en mélange gazeux ayant une extrémité d'alimentation (32) du mélange gazeux et une buse unique (16) pour l'établissement de la flamme montée à l'autre extrémité. La conduite d'alimentation (14) est adaptée pour que, en tout point d'au moins une section transversale de celle-ci, le nombre de Reynolds du mélange circulant dans la conduite d'alimentation (14) est inférieur à 3000, lorsque le brûleur, par exemple le chalumeau, fonctionne en régime permanent à un débit supérieur à 1000 l/h. Le chalumeau selon l'invention est utilisable dans une opération de brasage, de chauffe de retrait, de préchauffage avant soudage, de chauffage pour formage ou de traitement thermique.



UNIQUEMENT A TITRE D'INFORMATION

Codes utilisés pour identifier les Etats parties au PCT, sur les pages de couverture des brochures publiant des demandes internationales en vertu du PCT.

AL	Albanie	ES	Espagne	LS	Lesotho	SI	Slovénie
AM	Arménie	FI	Finlande	LT	Lituanie	SK	Slovaquie
AT	Autriche	FR	France	LU	Luxembourg	SN	Sénégal
AU	Australie	GA	Gabon	LV	Lettonie	SZ	Swaziland
AZ	Azerbaïdjan	GB	Royaume-Uni	MC	Monaco	TD	Tchad
BA	Bosnie-Herzégovine	GE	Géorgie	MD	République de Moldova	TG	Togo
BB	Barbade	GH	Ghana	MG	Madagascar	TJ	Tadjikistan
BE	Belgique	GN	Guinée	MK	Ex-République yougoslave de Macédoine	TM	Turkménistan
BF	Burkina Faso	GR	Grèce			TR	Turquie
BG	Bulgarie	HU	Hongrie	ML	Mali	TT	Trinité-et-Tobago
BJ	Bénin	IE	Irlande	MN	Mongolie	UA	Ukraine
BR	Brsil	IL	Israël	MR	Mauritanie	UG	Ouganda
BY	Bélarus	IS	Islande	MW	Malawi	US	Etats-Unis d'Amérique
CA	Canada	IT	Italie	MX	Mexique	UZ	Ouzbékistan
CF	République centrafricaine	JP	Japon	NE	Niger	VN	Viet Nam
CG	Congo	KE	Kenya	NL	Pays-Bas	YU	Yougoslavie
CH	Suisse	KG	Kirghizistan	NO	Norvège	ZW	Zimbabwe
CI	Côte d'Ivoire	KP	République populaire démocratique de Corée	NZ	Nouvelle-Zélande		
CM	Cameroun			PL	Pologne		
CN	Chine	KR	République de Corée	PT	Portugal		
CU	Cuba	KZ	Kazakstan	RO	Roumanie		
CZ	République tchèque	LC	Sainte-Lucie	RU	Fédération de Russie		
DE	Allemagne	LI	Liechtenstein	SD	Soudan		
DK	Danemark	LK	Sri Lanka	SE	Suède		
EE	Estonie	LR	Libéria	SG	Singapour		

**Brûleur, tel un chalumeau monodard, à prémélange de débit
supérieur à 1000 litres/heure**

5 La présente invention concerne un brûleur, tel un chalumeau, de
préférence monodard, à prémélange de débit supérieur à 1000 l/h du type
comportant une conduite d'alimentation en mélange gazeux ayant une
extrémité d'alimentation du mélange gazeux et une buse unique pour
l'établissement de la flamme montée à l'autre extrémité de ladite conduite
d'alimentation.

10 Les brûleurs, en particulier les chalumeaux notamment de type
monodard à prémélange connus comportent généralement à l'extrémité
d'alimentation un injecteur assurant la mise en contact d'un gaz
combustible, issu d'une première source d'alimentation, avec un gaz
comburant, issu d'une seconde source d'alimentation.

15 La conduite d'alimentation relie ainsi l'injecteur à la buse. Cette
conduite est généralement formée par un tuyau rectiligne sur l'essentiel
de sa longueur, communément appelé lance. Pour un chalumeau à
mains, la lance a une longueur d'environ 30 cm. Dans la pratique, la lance
comporte un coude à son extrémité de sortie.

20 Afin d'éviter les retours de flamme à l'intérieur de la conduite
d'alimentation et limiter l'encombrement, les concepteurs de chalumeaux
cherchent à réduire la section intérieure de la conduite.

Or, les chalumeaux actuels présentent l'inconvénient d'engendrer
un niveau de bruit élevé provoqué par la flamme. Ces nuisances sonores
25 obligent les utilisateurs de chalumeaux à porter des protections
acoustiques.

L'invention a pour but de proposer un brûleur, en particulier un
chalumeau, dont les émissions sonores causées par la flamme sont
réduites.

A cet effet, l'invention a pour objet un brûleur, tel un chalumeau, de préférence monodard, à prémélange de débit supérieur à 1000 l/h du type précité, caractérisé en ce que la conduite d'alimentation est adaptée pour que, en tout point d'au moins une section transversale de celle-ci, le
5 nombre de Reynolds du mélange circulant dans la conduite d'alimentation est inférieur à 3000, lorsque le brûleur ou chalumeau fonctionne en régime permanent à un débit supérieur à 1000 l/h.

Suivant des modes particuliers de réalisation, le brûleur, en particulier le chalumeau, peut comporter l'une ou plusieurs des
10 caractéristiques suivantes:

- la vitesse du mélange dans ladite section transversale est inférieure à 5 m/s ;

- sur au moins un tronçon, la conduite d'alimentation comporte des parois longitudinales s'étendant suivant la direction de l'écoulement et
15 subdivisant la section transversale de la conduite d'alimentation en canaux adjacents et, en tout point d'au moins une section transversale dudit tronçon subdivisé, le nombre de Reynolds du mélange circulant dans la conduite d'alimentation est inférieur à 3000, lorsque le brûleur ou le chalumeau fonctionne en régime établi ;

- la conduite d'alimentation comporte, à l'extrémité d'alimentation une chambre de mélange dégagée, dans laquelle débouche un passage d'alimentation en mélange gazeux, la section de la chambre de mélange étant supérieure à la section du passage d'alimentation, la section de la
20 conduite d'alimentation augmentant brutalement suivant le sens de l'écoulement, depuis le passage d'alimentation vers la chambre de mélange, notamment suivant un épaulement ;

- la conduite d'alimentation comporte, sur un tronçon, un ensemble d'éléments formant une chicane, prolongé suivant le sens de l'écoulement par un tronçon dégagé ;

- la conduite d'alimentation comporte, sur au moins un tronçon, un organe de guidage axial de l'écoulement ;

5 - en aval du ou de chaque organe de guidage axial de l'écoulement, est disposé un tronçon dégagé de tranquillisation de l'écoulement.

- le ou chaque organe de guidage axial comporte des parois longitudinales s'étendant suivant la direction de l'écoulement, lesquelles parois subdivisent la section transversale de la conduite d'alimentation en canaux adjacents définissant un motif régulier ;

10 - les surfaces des sections transversales des canaux d'un même organe de guidage axial sont sensiblement égales ;

- la longueur mesurée suivant la direction de l'écoulement, des canaux du ou de chaque organe de guidage est comprise entre quatre à dix fois, notamment six à huit fois le diamètre d'un canal ;

15 - au moins deux tronçons de la conduite d'alimentation comportent des organes de guidage axial et en ce que les surfaces des sections transversales des canaux diminuent d'un organe à l'autre suivant le sens de l'écoulement du mélange ; et

20 - la buse est délimitée intérieurement depuis la conduite jusqu'à son extrémité de sortie par un convergent ayant une forme générale en S, lequel convergent se relie tangentiellement à la conduite d'alimentation.

De préférence, le brûleur selon l'invention est un chalumeau, tel un chalumeau monodard.

25 En outre, l'invention concerne également l'utilisation d'un chalumeau selon l'invention dans un procédé d'oxycombustion, mettant en oeuvre un mélange contenant au moins un gaz combustible et au moins un gaz comburant, tel un mélange contenant de l'oxygène et du propane.

30 Plus généralement, un chalumeau monodard selon l'invention peut être appliqué à toute opération de brassage, de chauffe avant retrait

("straightening" en anglais), de préchauffage avant soudage, de chauffage pour formage ou de toute autre opération de traitement thermique d'un matériau de préférence un matériau en métal ou en alliage métallique.

5 En outre, le brûleur selon l'invention peut être appliquée au domaine de la combustion c'est-à-dire à tout procédé mettant en oeuvre une flamme d'oxycombustion, par exemples dans un four et/ou dans le domaine du travail du verre.

10 En ce qui concerne les combustibles pouvant être utilisés, on peut citer, outre le propane, déjà mentionné, le méthane, le butane, l'éthylène, le propylène ou leurs mélanges, ou tout autre gaz ou mélange gazeux ayant une vitesse de déflagration modérée.

15 Par ailleurs, bien que l'oxygène soit le comburant préféré, on peut aussi, dans certains cas utiliser de l'air, préférentiellement comprimé, en tant que gaz comburant.

L'invention sera mieux comprise à la lecture de la description d'un brûleur et, plus précisément, d'un chalumeau conforme à l'invention qui va suivre, donné uniquement à titre d'exemple en se référant aux dessins sur lesquels:

20 - La figure 1 est une vue en coupe longitudinale d'un chalumeau monodard selon l'invention ;

- La figure 2 est un diagramme montrant les résultats de mesure du niveau sonore relevé pour différents débits du chalumeau de la figure 1 et d'un chalumeau de l'état de la technique ; et

25 - La figure 3 est une coupe longitudinale d'un autre mode de réalisation d'un chalumeau selon l'invention.

Le chalumeau 10 représenté sur la figure 1 comporte un injecteur de prémélange 12, une lance 14 formant une conduite d'alimentation du mélange et une buse unique d'extrémité 16.

L'injecteur 12 comporte un corps 18 traversé par un conduit d'alimentation en gaz combustible 20. Le corps 18 comporte, en outre, un conduit latéral 22 d'alimentation en gaz comburant.

Les conduits 20 et 22 débouchent dans un trou taraudé 24, dans lequel est vissé un collecteur 26 traversé par un passage axial 28 pour l'alimentation du mélange gazeux dans la conduite 14.

Le passage 28 a un diamètre d'environ 3 mm et est relié aux conduits 20 et 22 par des liaisons 30. Le passage 28 débouche au centre d'une face transversale plane du collecteur, notée 28A, qui s'étend perpendiculairement à l'axe du passage 28.

La conduite 14 est formée par un tuyau de section circulaire ayant un diamètre intérieur égal à 21 mm environ et une longueur égale à 276 mm environ.

Une extrémité d'entrée 32 de la conduite 14 comporte un filetage extérieur. Elle est vissée dans le trou taraudé 24. Cette extrémité s'appuie sur la face plane 28A.

La conduite 14 comporte, à l'extrémité d'alimentation 32, une chambre de mélange dégagée 34 dans laquelle débouche axialement le passage d'alimentation 28. La section de la chambre de mélange 34 est égale à la section intérieure de la conduite 14. Cette section est très supérieure à la section du passage 28. Ainsi, la section de la conduite d'alimentation augmente brutalement suivant le sens d'écoulement du mélange. Cette variation brutale de section est assurée ici par un épaulement délimité par la face 28A.

Depuis son extrémité d'entrée 32 jusqu'à la buse 16, la conduite 14 contient des organes successifs de régulation du flux gazeux espacés par des tronçons dégagés.

En particulier, une chicane 36 est disposée en aval de l'extrémité d'entrée 32. Celle-ci délimite avec la face plane 28A de l'injecteur la chambre de mélange 34 qui s'étend sur 21 mm.

La chicane 36 est formée par un ensemble aggloméré d'éléments analogues, par exemple des billes indépendantes 36A retenues entre deux grilles transversales d'extrémité 36B. Les billes 36A ont un diamètre de 4 mm. Les grilles 36B sont constituées d'un treillis métallique tressé dont les brins voisins sont écartés d'environ 0,5 mm.

Cette chicane peut également être formée par un matériau poreux, notamment un matériau fritté.

La chicane 36 s'étend sur une longueur de 30 mm. Elle est suivie par une chambre dégagée de tranquillisation 38 s'étendant également sur une longueur de 30 mm.

La chambre 38 est délimitée en aval par un organe 40 de guidage axial de l'écoulement. Cet organe est formé par un tronçon d'une longueur de 24 mm, d'une structure en nid d'abeille dont les parois s'étendent suivant l'axe de la conduite 14. Ainsi, l'organe 40 est formé d'un ensemble de parois longitudinales subdivisant la conduite 14 en un ensemble de canaux parallèles. Le diamètre de chaque canal est de 4 mm. Les canaux ont ici une section hexagonale. Toutefois, ils peuvent aussi être de section carrée ou circulaire.

En aval de l'organe 40, est prévue une seconde chambre de tranquillisation 42 s'étendant sur une longueur de 85 mm. Elle est délimitée à son extrémité aval par un second organe de guidage axial 44 formé par une structure en nid d'abeille dont le diamètre de chaque canal est égal à 1 mm. Cet organe 44, dont les canaux s'étendent suivant la direction de l'écoulement, a une longueur de 6 mm.

En aval de l'organe 44 est disposée une grille 46 dont la maille est d'environ 0,5 mm. Cette grille délimite avec l'organe 44 une chambre dégagée de tranquillisation 48 s'étendant sur 50 mm.

La grille 46 est séparée de l'extrémité de sortie de la conduite 14 par une chambre dégagée 50 s'étendant sur 30 mm.

La buse 16 a un profil intérieur de révolution. Elle est délimitée depuis la conduite 14 jusqu'à son extrémité de sortie 52 par un convergent 54 ayant un profil général en S. Le convergent 54 se raccorde tangentiellement à l'extrémité de sortie de la conduite 14.

5 L'extrémité de sortie 52 de la buse a un diamètre de 3 mm, de sorte que le débit nominal de mélange d'une telle buse est de 2000 l/h.

Le profil du convergent 54 est par exemple défini par un polynôme d'ordre 5 calculé selon la méthode de Bell et Metha, décrite dans la publication "Bell, J.H. and Metha, R.D. Contraction Design for Small Low
10 Speed Wind Tunnels, AIAA Journal, 27, 372-4, (1989)". Cette buse a un grand rapport de contraction. Le rapport de contraction qui est défini par la section d'entrée de la buse sur sa section de sortie est d'environ 50. De plus, le rapport d'aspect, à savoir la longueur de la buse sur son diamètre d'entrée est d'environ 2,6. Avantagement, la surface du convergent
15 54 est choisie aussi lisse que possible.

La buse 16 est reliée à l'extrémité de la conduite 14 par un manchon taraudé de liaison 56.

Dans le chalumeau décrit ici, les dispositifs de positionnement et de fixation des organes 36, 40, 44 et 46, constitués par exemple par des
20 tronçons tubulaires formant entretoises entre les organes, sont adaptés pour assurer la continuité de la paroi intérieure de la lance, de sorte que celle-ci est intérieurement dépourvue d'aspérité, de rainure et de variation brusque de section.

La conduite 14 du chalumeau décrit ici présente une section
25 intérieure de grande surface par rapport à celle de la section de sortie de la buse.

En particulier, pour les débits normaux d'utilisation de ce chalumeau compris entre 1000 l/h et 3000 l/h, le nombre de Reynolds du mélange circulant dans la conduite 14 est en tout point d'au moins une

section transversale de la conduite inférieure à 3000, lorsque le chalumeau fonctionne en régime permanent.

Pour une vitesse de sortie des gaz de la buse égale à environ 100 m/s, soit un débit d'environ 2500 l/h, la vitesse dans la conduite est
5 sensiblement égale à 2 m/s, ce qui donne un nombre de Reynolds sensiblement égal à 2000 dans les tronçons dégagés 38, 42, 48, 50 du tube.

Dans ces conditions, l'écoulement du mélange gazeux dans la conduite d'alimentation est un écoulement sensiblement laminaire.

10 Il a été constaté que la laminarisation de l'écoulement dans la conduite 14 conduit à une diminution de l'ordre de 20 décibels (dBA) du niveau de bruit mesuré au niveau de la buse du chalumeau. Une telle amélioration est constatée notamment pour un tel diamètre de la conduite pour des vitesses du mélange dans la conduite inférieures à 5 m/s.

15 La figure 2 présente des résultats expérimentaux de mesures du niveau de bruit. Les niveaux de bruit ont été relevés à 0,5 m de la buse dans le plan de sortie de celle-ci. Les niveaux de référence ont été obtenus avec un chalumeau de type 'Variat G2', commercialisé en France par la Soudure Autogène Française. Ce chalumeau était équipé d'une
20 buse d'un débit nominal de mélange de 2000 l/h ayant un diamètre de sortie de 3 mm. La richesse du mélange utilisé, du propane et de l'oxygène, était de 1,33. Le diamètre intérieur de la conduite d'alimentation cylindrique d'un tel chalumeau est de 8 mm.

25 La courbe montre les niveaux sonores relevés pour ce chalumeau de référence et le chalumeau 10 de la figure 1, pour différents débits allant de 1200 l/h à 3000 l/h du même mélange. Ces niveaux sonores sont figurés respectivement par des ronds noirs et des carrés blancs.

30 On constate également une très nette diminution du niveau sonore. Cette diminution varie de plus de 30 décibels (dBA) pour un débit de 1200 l/h à environ 15 décibels (dBA) pour un débit de 3000 l/h.

Une hypothèse d'explication de la diminution du niveau de bruit mesurée est la suivante.

Le bruit émis par une flamme provient d'une part du dard (partie centrale de la flamme) et d'autre part du panache (partie périphérique de la flamme).

Il est communément admis que le bruit engendré par une flamme provient des fluctuations de la flamme.

Toutefois, selon l'hypothèse avancée ici, l'essentiel du bruit de la flamme proviendrait du dard et notamment de l'instabilité de la surface de celui-ci.

L'analyse de la turbulence de l'écoulement en sortie de la buse d'un chalumeau de l'état de la technique paraît trop faible pour expliquer à elle seule les fluctuations de la surface du dard. Cependant, il est supposé que les faibles turbulences rencontrées à la base du dard sont convectées par la flamme à la vitesse de l'écoulement tout en étant amplifiées par l'instabilité de Darrieus-Landau (Landau, L. Acta Physicochimica URSS, vol 19, p. 77, (1944)), et que lorsque l'amplitude des perturbations est devenue suffisamment grande, la flamme devient auto-turbulente. Aussi, la turbulence, même faible, de l'écoulement semble suffire pour exciter l'instabilité de Darrieus-Landau.

Le chalumeau selon l'invention a été conçu afin de réduire encore les turbulences présentes à la base du dard.

A cet effet, le chalumeau a été dimensionné afin d'obtenir un écoulement sensiblement laminaire à l'intérieur de la lance.

Dans le chalumeau représenté sur la figure 1, les phénomènes suivants sont observés.

Les gaz combustible et comburant sont mis en contact dans le passage d'alimentation 28. La brusque variation du diamètre à l'extrémité d'entrée 32 provoque une recirculation des gaz à l'intérieur de la chambre de mélange 34. En particulier, des tourbillons prennent naissance à la

sortie du passage 28, ce qui engendre un écoulement turbulent dans la chambre 34. Cet écoulement turbulent favorise le mélange homogène des gaz.

Afin de créer un phénomène de recirculation donnant naissance à
5 des tourbillons dans la chambre de mélange, il convient que la variation de la section depuis la section du passage 28 jusqu'à la section maximum de la chambre de mélange s'effectue sur une faible longueur suivant l'axe de la conduite 14. En particulier, le profil doit être compris à l'extérieur d'un cône dont l'angle au sommet est égal à 14° et de préférence
10 supérieur ou égal à 20°.

La longueur de la chambre de mélange est avantageusement égale au diamètre de celle-ci.

Le flux des gaz combustible et comburant mélangés dans la chambre 34 circule ensuite de manière aléatoire au travers de la chicane
15 36. L'échelle spatiale des turbulences est ainsi réduite à une dimension de l'ordre du diamètre des billes 36A (4 mm).

La chambre de tranquillisation 38 assure ensuite une dissipation visqueuse des tourbillons encore présents dans l'écoulement. La longueur L de la chambre 38, nécessaire pour un premier amortissement
20 des tourbillons de l'ordre d'un facteur trois, est donnée par $L = U \cdot m^2 / (4\pi^2 \cdot \eta)$ dans laquelle U est la vitesse moyenne du mélange, m est la taille de la maille et η la viscosité du mélange.

L'organe de guidage axial 40 assure ensuite une atténuation des fluctuations des vitesses transversales dans l'écoulement. En particulier,
25 il dirige l'écoulement suivant la direction de l'axe de la conduite 14.

Avantageusement, la longueur de l'organe à structure en nid d'abeille est de quatre à dix fois et de préférence de six à huit fois le diamètre des canaux constituant ledit organe.

La chambre de tranquillisation 42, disposée en aval de l'organe 40,
30 doit avoir une longueur suffisante pour amortir les turbulences

engendrées par l'organe 40. Comme précédemment, cette longueur L'optimale est donnée par la relation $L' = U \cdot m^2 / (4\pi^2 \cdot \nu)$ dans laquelle U est la vitesse du mélange, m le diamètre des canaux de la structure, et ν la viscosité du mélange. Dans l'exemple décrit, cette longueur est égale à 85 mm et correspond à un amortissement des turbulences de l'ordre d'un facteur 10.

De manière analogue, l'organe 44, dont le diamètre des canaux est inférieur à celui des canaux de l'organe 40, assure avec la chambre de tranquillisation aval 48 une nouvelle atténuation des vitesses transversales dans l'écoulement et améliore la directivité de l'écoulement.

La grille 46 associée à la chambre 50 effectue un amortissement final des turbulences de l'écoulement.

Lorsque le chalumeau fonctionne en régime établi, c'est-à-dire avec un débit constant compris entre 1000 et 3000 l/h, le nombre de Reynolds de l'écoulement dans les chambres dégagées est inférieur à 3000. Ainsi, un écoulement laminaire est obtenu à l'intérieur de ces chambres. La laminarisation de l'écoulement dans la conduite 14 réduit considérablement le bruit produit par la flamme.

En outre, la présence de la chicane 36 et des organes de guidage axial de l'écoulement 40, 44 améliore encore la réduction du niveau de bruit.

Sur la figure 3 est représentée une variante de réalisation du chalumeau 10 de la figure 1. Ce chalumeau ne se distingue de celui de la figure 1 que par sa conduite d'alimentation. Celle-ci est formée par un tube 100 de section circulaire de diamètre intérieur égal à 10 mm et de longueur égale à 221 mm. Ce tube comporte intérieurement deux organes identiques 102, 104 de guidage axial du mélange. Ces organes sont formés par des structures en nid d'abeille dont les parois s'étendent longitudinalement. Ces parois délimitent des canaux de diamètre égal à 1 mm.

Ces deux tronçons 102, 104 s'étendent chacun sur une longueur de 60 mm. Ils délimitent entre eux une chambre de tranquillisation dégagée portant la référence 106. Celle-ci s'étend sur une longueur de 30 mm.

- 5 Entre le second tronçon 104 et la buse 16 est prévue une chambre de tranquillisation 108 s'étendant sur une longueur de 50 mm.

 Dans le chalumeau décrit sur la figure 3, un débit de l'ordre d'environ 2800 l/h conduit à une vitesse dans la conduite d'alimentation égale à 10 m/s. Le nombre de Reynolds du mélange s'écoulant dans les
10 canaux parallèles délimités par les structures en nid d'abeille est sensiblement égal à 500. Ainsi, dans les tronçons de la conduite occupés par les organes à structure en nid d'abeille, le nombre de Reynolds de l'écoulement est inférieur à 3000 sur toute la section de la conduite. Ceci
15 provoque une laminarisation de l'écoulement d'où il résulte une stabilisation améliorée du dard de la flamme.

 Le chalumeau décrit sur la figure 3 engendre un niveau de bruit nettement inférieur au chalumeau de référence.

 Les chalumeaux décrits ici comportent une lance rectiligne. Toutefois, celle-ci peut comporter un tronçon coudé (notamment à son
20 extrémité de sortie), sans que le niveau de bruit mesuré ne soit significativement augmenté.

REVENDEICATIONS

1.- Brûleur à prémélange de débit supérieur à 1000 l/h du type comportant une conduite d'alimentation (14) en mélange gazeux ayant une extrémité d'alimentation (32) du mélange gazeux et une buse unique
5 (16) pour l'établissement de la flamme montée à l'autre extrémité de ladite conduite d'alimentation (14), caractérisé en ce que la conduite d'alimentation (14) est adaptée pour que, en tout point d'au moins une section transversale de celle-ci, le nombre de Reynolds du mélange circulant dans la conduite d'alimentation (14) est inférieur à 3000, lorsque
10 le brûleur fonctionne en régime permanent à un débit supérieur à 1000 l/h.

2.- Brûleur selon la revendication 1, caractérisé en ce que la vitesse du mélange dans ladite section transversale est inférieure à 5 m/s.

3.- Brûleur selon la revendication 1 ou 2, caractérisé en ce que, sur
15 au moins un tronçon (102, 104), la conduite d'alimentation (14) comporte des parois longitudinales s'étendant suivant la direction de l'écoulement et subdivisant la section transversale de la conduite d'alimentation (14) en canaux adjacents et en ce que, en tout point d'au moins une section transversale dudit tronçon subdivisé, le nombre de Reynolds du mélange
20 circulant dans la conduite d'alimentation (14) est inférieur à 3000, lorsque le brûleur fonctionne en régime établi.

4. - Brûleur selon l'une des revendications précédentes, caractérisé en ce que la conduite d'alimentation (14) comporte, à l'extrémité d'alimentation (32) une chambre de mélange dégagée (34), dans laquelle
25 débouche un passage d'alimentation (28) en mélange gazeux, la section de la chambre de mélange (34) étant supérieure à la section du passage d'alimentation (28), la section de la conduite d'alimentation (14) augmentant brutalement suivant le sens de l'écoulement, depuis le passage d'alimentation (28) vers la chambre de mélange (34),
30 notamment suivant un épaulement (28A).

5. - Brûleur selon l'une des revendications précédentes, caractérisé en ce que la conduite d'alimentation (14) comporte, sur un tronçon, un ensemble d'éléments (36A) formant une chicane (36), prolongé suivant le sens de l'écoulement par un tronçon dégagé (38).

5 6. - Brûleur selon l'une des revendications précédentes, caractérisé en ce que la conduite d'alimentation (14) comporte, sur au moins un tronçon, un organe (40, 44 ; 102, 104) de guidage axial de l'écoulement.

7.- Brûleur selon la revendication 6, caractérisé en ce que, en aval du ou de chaque organe (40, 44 ; 102, 104) de guidage axial de l'écoulement, est disposé un tronçon (42, 48 ; 106, 108) dégagé de tranquillisation de l'écoulement.

8.- Brûleur selon la revendication 6 ou 7, caractérisé en ce que le ou chaque organe de guidage axial (40, 44 ; 102, 104) comporte des parois longitudinales s'étendant suivant la direction de l'écoulement, lesquelles parois subdivisent la section transversale de la conduite d'alimentation (14) en canaux adjacents définissant un motif régulier.

9.- Brûleur selon la revendication 8, caractérisé en ce que les surfaces des sections transversales des canaux d'un même organe de guidage axial (40, 44 ; 102, 104) sont sensiblement égales.

20 10.- Brûleur selon la revendication 9, caractérisé en ce que la longueur mesurée suivant la direction de l'écoulement, des canaux du ou de chaque organe de guidage (40, 44) est comprise entre quatre à dix fois, notamment six à huit fois le diamètre d'un canal.

11.- Brûleur selon la revendication 9 ou 10, caractérisé en ce qu'au moins deux tronçons de la conduite d'alimentation (14) comportent des organes (40, 44) de guidage axial et en ce que les surfaces des sections transversales des canaux diminuent d'un organe à l'autre suivant le sens de l'écoulement du mélange.

12.- Brûleur selon l'une des revendications précédentes, caractérisé en ce que la buse (16) est délimitée intérieurement depuis la

conduite (14) jusqu'à son extrémité de sortie (52) par un convergent (54) ayant une forme générale en S, lequel convergent (54) se relie tangentiellement à la conduite d'alimentation (14).

5 13. - Brûleur selon l'une des revendications 1 à 12, caractérisé en ce qu'il est un chalumeau, de préférence un chalumeau monodard.

14 - Utilisation d'un chalumeau, de préférence monodard, selon la revendication 13 dans un procédé d'oxycombustion mettant en œuvre un mélange gazeux contenant au moins un gaz combustible et au moins un gaz comburant.

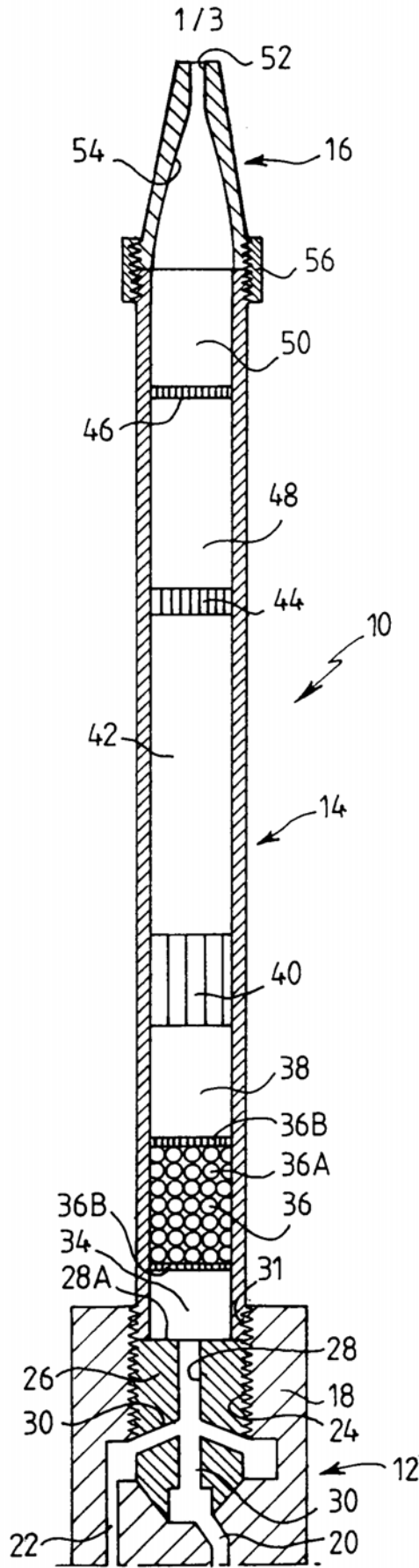


FIG. 1

2 / 3

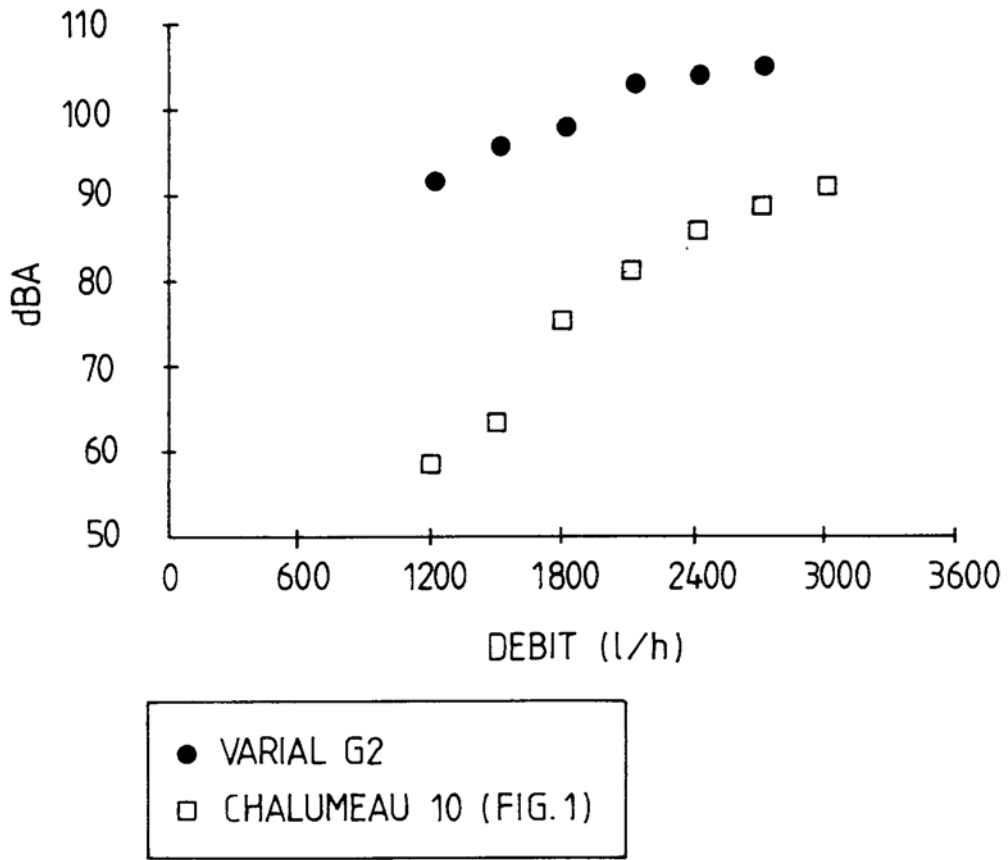


FIG. 2

3 / 3

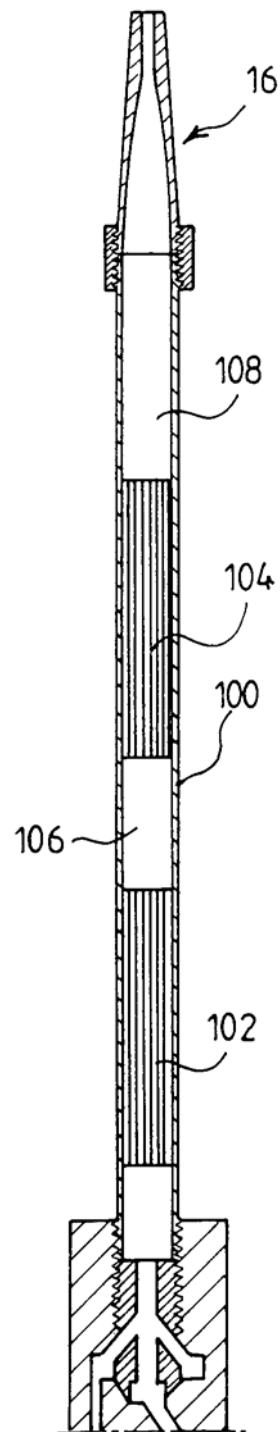


FIG. 3

INTERNATIONAL SEARCH REPORT

International Application No
PCT/FR 98/00553

A. CLASSIFICATION OF SUBJECT MATTER IPC 6 F23D14/38 F23D14/08 F23D14/46				
According to International Patent Classification (IPC) or to both national classification and IPC				
B. FIELDS SEARCHED				
Minimum documentation searched (classification system followed by classification symbols) IPC 6 F23D				
Documentation searched other than minimum documentation to the extent that such documents are included in the fields searched				
Electronic data base consulted during the international search (name of data base and, where practical, search terms used)				
C. DOCUMENTS CONSIDERED TO BE RELEVANT				
Category	Citation of document, with indication, where appropriate, of the relevant passages	Relevant to claim No.		
A	FR 322 011 A (COMPAGNIE UNIVERSELLE D'ACETYLENE) 11 June 1902 see the whole document ---	1,3,4, 8-10,13		
A	FR 2 624 255 A (VIRAX SA) 9 June 1989 see page 6, line 3 - line 8; figure 1 ---	1,3,13		
A	FR 2 264 247 A (PLEVEN GICQUEL SARL GRANITS) 10 October 1975 see page 5, line 10 - line 13; figure 4 ---	1,13		
A	US 4 886 447 A (GOSS CHARLES T) 12 December 1989 see column 5, line 17 - line 42; figure 5 ---	1,13		
A	US 4 175 919 A (HONDA JUICHI ET AL) 27 November 1979 see column 1, line 27 - line 53; figure 1 ---	1,2		
-/--				
<input checked="" type="checkbox"/> Further documents are listed in the continuation of box C. <input checked="" type="checkbox"/> Patent family members are listed in annex.				
* Special categories of cited documents :				
<table style="width: 100%; border: none;"> <tr> <td style="width: 50%; vertical-align: top;"> "A" document defining the general state of the art which is not considered to be of particular relevance "E" earlier document but published on or after the international filing date "L" document which may throw doubts on priority claim(s) or which is cited to establish the publication date of another citation or other special reason (as specified) "O" document referring to an oral disclosure, use, exhibition or other means "P" document published prior to the international filing date but later than the priority date claimed </td> <td style="width: 50%; vertical-align: top;"> "T" later document published after the international filing date or priority date and not in conflict with the application but cited to understand the principle or theory underlying the invention "X" document of particular relevance; the claimed invention cannot be considered novel or cannot be considered to involve an inventive step when the document is taken alone "Y" document of particular relevance; the claimed invention cannot be considered to involve an inventive step when the document is combined with one or more other such documents, such combination being obvious to a person skilled in the art. "&" document member of the same patent family </td> </tr> </table>			"A" document defining the general state of the art which is not considered to be of particular relevance "E" earlier document but published on or after the international filing date "L" document which may throw doubts on priority claim(s) or which is cited to establish the publication date of another citation or other special reason (as specified) "O" document referring to an oral disclosure, use, exhibition or other means "P" document published prior to the international filing date but later than the priority date claimed	"T" later document published after the international filing date or priority date and not in conflict with the application but cited to understand the principle or theory underlying the invention "X" document of particular relevance; the claimed invention cannot be considered novel or cannot be considered to involve an inventive step when the document is taken alone "Y" document of particular relevance; the claimed invention cannot be considered to involve an inventive step when the document is combined with one or more other such documents, such combination being obvious to a person skilled in the art. "&" document member of the same patent family
"A" document defining the general state of the art which is not considered to be of particular relevance "E" earlier document but published on or after the international filing date "L" document which may throw doubts on priority claim(s) or which is cited to establish the publication date of another citation or other special reason (as specified) "O" document referring to an oral disclosure, use, exhibition or other means "P" document published prior to the international filing date but later than the priority date claimed	"T" later document published after the international filing date or priority date and not in conflict with the application but cited to understand the principle or theory underlying the invention "X" document of particular relevance; the claimed invention cannot be considered novel or cannot be considered to involve an inventive step when the document is taken alone "Y" document of particular relevance; the claimed invention cannot be considered to involve an inventive step when the document is combined with one or more other such documents, such combination being obvious to a person skilled in the art. "&" document member of the same patent family			
Date of the actual completion of the international search		Date of mailing of the international search report		
25 June 1998		02/07/1998		
Name and mailing address of the ISA		Authorized officer		
European Patent Office, P.B. 5818 Patentlaan 2 NL - 2280 HV Rijswijk Tel. (+31-70) 340-2040, Tx. 31 651 epo nl, Fax: (+31-70) 340-3016		Coll, E		

INTERNATIONAL SEARCH REPORT

Information on patent family members

International Application No

PCT/FR 98/00553

Patent document cited in search report	Publication date	Patent family member(s)	Publication date
FR 322011	A	NONE	
FR 2624255	A	09-06-1989	NONE
FR 2264247	A	10-10-1975	NONE
US 4886447	A	12-12-1989	CA 1320678 A 27-07-1993
US 4175919	A	27-11-1979	JP 52148839 A 10-12-1977 DE 2724720 A 27-04-1978 GB 1572120 A 23-07-1980
US 3680999	A	01-08-1972	AT 306218 A 15-02-1973 BE 747369 A 17-08-1970 CA 924633 A 17-04-1973 CH 505339 A 31-03-1971 DE 1913014 A 17-12-1970 FI 54191 B 30-06-1978 FR 2034942 A 18-12-1970 GB 1307396 A 21-02-1973 NL 7003403 A, B, 16-09-1970 SE 352434 B 27-12-1972
GB 1349571	A	03-04-1974	DE 2009357 A 09-09-1971 NL 7102319 A 31-08-1971

Bibliographie

- [1] D.I. Abugov et O.I. Obrezkov. Acoustic noise in turbulent flames. *Combustion, Explosions and Shock Waves*, 14:606–612, 1978.
- [2] American Gas Assosiation. Noise produced by industrial gaz burner as affected by the mixture burned and the character of the instalation preceding the burner body. Rapport technique, American Gas Assosiation, 1932.
- [3] F. Baillot et A. Bourehla. Burning velocity of pockets from a vibrating flame experiment. *Combustion Science and Technology*, 126:201–224, 1997.
- [4] F. Baillot, A. Bourehla, et D. Durox. The characteristics method and cusped flame fronts. *Combustion Science and Technology*, 112:327–350, 1996.
- [5] F Baillot, D. Durox, et R Prud’homme. Experimental and theoretical study of a premixed vibrating flame. *Combustion and Flame*, 88:149–168, 1992.
- [6] J.H. Bell et R.D. Mehta. Contraction design for small low-speed wind tunels. Contractor Report 177488, NASA, 1988.
- [7] Angélique Belliard. *Etude experimental de l’émission sonore des flammes turbulentes*. Thèse de Doctorat, Université d’Aix-Marseille-I, 1997.
- [8] R. Borghi. On the structure and morphology of turbulent premixed flames. Dans C. Casci et C. Bruno, editors, *Recent Advances in the Aerospace Sciences*, pages 117–138. Plenum Press, New York, 1985.
- [9] L. Boyer et J. Quinard. On the dynamics of anchored flames. *Combustion and Flame*, 82(1):51–65, 1990.
- [10] L. Boyer et G. Searby. Random sampling distortion and reconstruction of velocity spectra from fast fourrier-transform analysis of the analog signal of a laser doppler processor. *Journal of Applied Physics*, 60(8):2699–2707, 1986.
- [11] D. Bradley. The effects of electric fields on combustion processes. Dans *Advanced Combustion Methods*, pages 331–394. Academic Press, London, 1986.
- [12] S. L. Bragg. Combustion noise. *Journal of the Institute of Fuel*, 36:12–16, 1963.
- [13] G. Cannet et Pisot P. Rapport de l’étude sur la réduction des émissions sonores des buses de chauffe. Rapport technique, Centre Technique des Applications du Soudage, AIR LIQUIDE, 1994.

- [14] C. L. Chen et S. H. Sohrab. Upstream interactions between planar symmetric laminar methane premixed flames. *Combustion and flame*, 101 :360–370, 1995.
- [15] H.H. Chiu et M. Summerfield. Theory of combustion noise. Dans *Acta Astronautica*, volume 1, pages 967–984. Pergamon Press, 1974.
- [16] C. Clanet et G. Searby. First experimental study of the darrieus-landau instability. *Physical Review Letters*, 27 :3867–3870, 1998.
- [17] P. Clavin et P. Garcia. The influence of the temperature dependence of diffusivities on the dynamics of flame fronts. *Journal de Mécanique Théorique et Appliquée*, 2(2) :245–263, 1983.
- [18] P. Clavin et G. Joulin. Flamelet library for turbulent wrinkled flames. Dans R Borghi et S.N.B. Murthy, editors, *Turbulent Reactive Flows*, Lecture Notes in Engineering, pages 213–240. Springer, New York, 1989.
- [19] P. Clavin et G. Joulin. High-frequency response of premixed flames to weak stretch and curvature: a variable-density analysis. *Combustion Theory and Modelling*, 1 :429–446, 1997.
- [20] P. Clavin et F.A. Williams. Effects of molecular diffusion and of thermal expansion on the structure and dynamics of premixed flames in turbulent flows of large scale and low intensity. *Journal of Fluid Mechanics*, 116 :251–282, 1982.
- [21] Paul Clavin. Dynamic behaviour of premixed flame fronts in laminar and turbulent flows. *Progress in Energy and Combustion Science*, 11 :1–59, 1985.
- [22] Paul Clavin et Eric D Siggia. Turbulent premixed flames and sound generation. *Combustion Science and Technology*, 78 :147–155, 1991.
- [23] G. Darrieus. Propagation d'un front de flamme. *Unpublished work presented at La Technique Moderne, and at Le Congrès de Mécanique Appliquée (1945)*, 1938.
- [24] B. Denet. *Simulations numériques d'instabilités de fronts de flamme*. Thèse de Doctorat, Université d'Aix-Marseille-I, 1988.
- [25] B. Deshaies et P. Cambray. The velocity of a premixed flame as a function of flame stretch: an experimental study. *Combustion and Flame*, 82 :361–375, 1990.
- [26] T. Echekki, J. H. Chen, et I. Gran. The mechanism of mutual annihilation of stoichiometric premixed methane-air flames. Dans *Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion.*, Naples Italy, 1996. The Combustion Institute.
- [27] W. Eckhaus. The theory of flame front stability. *Journal of Fluid Mechanics*, 10 :80, 1959.
- [28] R. J. Emrich. *Fluid Dynamics*, volume 18 of *Method of experimental physics*. Academic Press, 1981.
- [29] P. Garcia et R. Borghi. Etude de la stabilité de flammes prémélangées obliques. *Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, Special Issue :157–172, 1986.

- [30] B. Higgins. On the sound produced by a current of hydrogen gas passing through a tube. *J. Nat. Philos. Chem., and the Arts*, 1:129, 1802.
- [31] I.R. Hurlé, R.B. Price, T.M. Sugden, et A. Thomas. Sound emission from open turbulent premixed flames. *Proceedings of the Royal Society London A*, 303:409–427, 1968.
- [32] A.K.M. Hussain et V. Ramjee. Effects of the axisymmetric contraction shape on incompressible turbulent flow. *Journal of Fluid Engineering*, March 1979.
- [33] G. Joulin et P. Cambray. On a tentative approximate evolution equation for markedly wrinkled premixed flames. *Combustion Science and Technology*, 81:243–256, 1992.
- [34] G. Joulin et P. Clavin. Linear stability analysis of nonadiabatic flames: diffusional-thermal model. *Combustion and Flame*, 35:139–153, 1979.
- [35] G. Joulin et G. I. Sivashinsky. Pockets in premixed flames and combustion rate. *Combustion Science and Technology*, 77:329–335, 1991.
- [36] R.J. Kee, J.A. Miller, et T.H. Jefferson. Chemkin : A general-purpose, problem-independent, transportable, fortran chemical kinetics code package. Report SAND80-8003, Sandia National Laboratories, 1980.
- [37] A. Kerstein. Fractal dimension of turbulent premixed flames. *Combustion Science and Technology*, 60:163, 1988.
- [38] N. Kidin, V. Librovich, J. Roberts, et M. Vuillermoz. On sound sources in turbulent combustion. Dans J.R. et al. Bowen, editor, *Dynamics of flames and Reactive Systems*, volume 95 of *Progress in Astronautics and Aeronautics*, pages 343–355. A I A A, New York, 1984.
- [39] S. Kwon, L.-K. Tseng, et G.M. Faeth. Laminar burning velocities and transition to unstable flames in H₂/O₂/N₂ and C₃H₈/O₂/N₂ mixtures. *Combustion and Flame*, 90:230–246, 1992.
- [40] L. Landau. On the theory of slow combustion. *Acta Physicochimica URSS*, 19:77–85, 1944.
- [41] L. Landau et E.M. Lifchitz. *Fluid Mechanics*. Pergammon Press, Oxford, 1986.
- [42] A. Liñan et P. Clavin. Premixed flames with non branching chain reactions (structure and dynamics). *Combustion and Flame*, 70:137–159, 1987.
- [43] A. Liñan et F. A. Williams. *Fundamental aspects of combustion*. Oxford University Press, 1993.
- [44] M.J. Lighthill. On sound generated aerodynamically 1. general theory. *Proceedings of the Royal Society London series A: Mathematical and Physical Sciences*, A221:564–587, 1952.
- [45] M.J. Lighthill. On sound generated aerodynamically 2. turbulence as source of sound. *Proceedings of the Royal Society London. Serie A*, 222:1–32, 1954.

- [46] R. P. Linstedt, M. P. Meyer, et V. Sakthitharan. Direct simulation of transient spherical laminar flame structure. Dans *Detailed studies of combustion phenomena*, pages D52–D74, 1998.
- [47] Andrei N. Lipatnikov. Some issues of using Markstein number for modeling premixed turbulent combustion. *Combustion Science and Technology*, 119: 131–154, 1996.
- [48] Air Liquide. Caractéristiques des flammes. Rapport technique, Air Liquide, 1989.
- [49] G H Markstein. Interaction of flame propagation and flow disturbances. Dans *Third Symposium on Combustion, Flame and Explosion Phenomena*, pages 162–167. Williams and Wilkins, 1949.
- [50] G. H. Markstein. *Nonsteady flame propagation*. Pergamon Press, New York, 1964.
- [51] R.D. Mehta et P. Bradshaw. Design rules for small low speed wind tunnels. *Aeronautical Journal*, 83:443–449, 1979.
- [52] P.M. Morse. *Theoretical acoustics*. Princeton University Press, Princeton, 1986.
- [53] K.G. Payne et F.G. Weinberg. A preliminary investigation of field-induced ion movement in flame gases and its applications. *Proceedings of the Royal Society London*, A250:316–336, 1958.
- [54] P. Pelcé et P. Clavin. Influence of hydrodynamics and diffusion upon the stability limits of laminar premixed flames. *Journal of Fluid Mechanics*, 124: 219–237, 1982.
- [55] Norbert Peters. Laminar flamelet concepts in turbulent combustion. Dans *Twenty-First Symposium (International) on Combustion*, pages 1231–1250, Munich, 1986. The Combustion Institute.
- [56] R.E Petersen et H.W. Emmons. The stability of laminar flames. *Physics of Fluids*, 4:456, 1961.
- [57] T Poinso. Comments on "flame stretch interactions of laminar premixed hydrogen air flames at normal temperature and pressure" by k.t.aung, m.j.hassan, and g.m.faeth. *Combustion and Flame*, 113:279–281, 1998.
- [58] M.L. Polanyi et G.H. Markstein. Phenomena in electrically and acoustically disturbed bunsen burner flames. Project SQUID technical report no 5, Cornell Aeronautical Laboratory, 1947.
- [59] A. Putnam et L. Faulkner. An overview of combustion noise. *Journal of Energy*, 7(6):458–469, 1983.
- [60] A. A. Putnam. General considerations of autonomous combustion oscillations. Dans G H Markstein, editor, *in Non-Steady Flame Propagation*. Pergamon Press, 1964.

- [61] J. Quinard. *Limites de stabilité et structures cellulaires dans les flammes de prémélange. Étude expérimentale*. Thèse de Doctorat, Université de Provence, 1984.
- [62] J. Quinard. Instabilities in the near wake of a rod with an anchored flame. Dans *14th ICIASF*, Rockville Maryland USA October 1991, 1991.
- [63] J. Quinard, G. Searby, et L. Boyer. Stability limits and critical size of structures in premixed flames. *Progress in Astronautics and Aeronautics*, 95(129–141), 1985.
- [64] J. W. S. Rayleigh. The explanation of certain acoustical phenomena. *Nature*, 18:319–321, 1878.
- [65] P. L. Rijke. Nature of a new method of causing a vibration of the air contained in a tube open at both ends. *Phil. Mag.*, 17:419, 1859.
- [66] G. Searby et P. Clavin. Weakly turbulent wrinkled flames in premixed gases. *Combustion Science and Technology*, 46:167–193, 1986.
- [67] G. Searby et J. Quinard. Direct and indirect measurements of Markstein numbers of premixed flames. *Combustion and Flame*, 82(3-4):298–311, 1990.
- [68] G. Searby et D. Rochwerger. A parametric acoustic instability in premixed flames. *Journal of Fluid Mechanics*, 231:529–543, 1991.
- [69] B.N. Shivashankara, W. C. Strahle, et J.C. Handley. Combustion noise radiation by open turbulent flames. *A.I.A.A. Paper*, (73-1025):277–296, 1973.
- [70] G.I. Sivashinsky. On a converging spherical flame front. *Int. J. Heat Mass Transfer.*, 17:1499–1506, 1974.
- [71] G.I. Sivashinsky. Nonlinear analysis of hydrodynamic instability in laminar flames-i. Dans *Acta Astronautica*, volume 4, pages 1177–1206. Pergamon Press, 1977.
- [72] J. Smith, M. Vuillermoz, et J. Roberts. A possible source of non-linearities in pyro acoustic amplification. *Acoustics Letters*, 6(5):66–69, 1982.
- [73] T.J.B. Smith et J.K. Kilham. Noise generation by open turbulent flames. *Journal of the Acoustical Society of America*, 35(5):715–724, 1963.
- [74] W.C. Strahle. On combustion generated noise. *Journal of Fluid Mechanics*, 49 (part 2):399–414, 1971.
- [75] W.C. Strahle. Some results in combustion generated noise. *Journal of Sound and Vibration*, 23(1):113–125, 1972.
- [76] W.C. Strahle. Refraction, convection, and diffusion flame effects in combustion-generated noise. Dans *Fourteenth Symposium (International) on Combustion*, pages 527–535, Pennsylvania, USA, 1973. The Combustion Institute.
- [77] W.C. Strahle. Combustion noise. *Progress in Energy and Combustion Science*, 4(3):157–176, 1978.

- [78] W.C. Strahle. A more modern theory of combustion noise. Dans C. Casci et C. Bruno, editors, *Recent Advances in the Aerospace Sciences*, pages 103–114. Plenum Press, New York, 1985.
- [79] Roger A. Strehlow. *Fundamentals of combustion*. Kreiger, New York, 1979.
- [80] G. I. Taylor. The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes. *Proceedings of the Royal Society London*, Vol A, CCI:192–196, 1950.
- [81] A. Thomas et G.T. Williams. Flame noise : sound emission from spark-ignited bubbles of combustible gas. *Proceedings of the Royal Society London A*, 294: 449–466, 1966.
- [82] L.K. Tseng, M.A. Ismail, et G.M. Faeth. Laminar burning velocities and Markstein numbers of hydrocarbon/air flames. *Combustion and Flame*, 95(4):410–426, 1993.
- [83] I. S. Wichman et R. Vance. A study of one-dimensional laminar premixed flame annihilation. *Combustion and Flame*, 110:508–523, 1997.
- [84] Ya. B. Zeldovich, G. I. Barenblatt, V. B. Librovich, et G. M. Makhviladze. *The Mathematical Theory of Combustion and Explosions*. Plenum, New York, 1985.
- [85] Ya.B. Zeldovich. Structure and stability of steady laminar flame at moderately large reynolds numbers. *Combustion and Flame*, 40:225–234, 1981.
- [86] Ya.B. Zeldovich et D.A Frank-Kamenetskii. A theory of thermal propagation of flame. *Acta phys.-chim. URSS*, 2:348, 1938.

Résumé

Le bruit émis par les flammes de chalumeaux dépasse couramment 85 dBA. Son origine et les moyens à mettre en œuvre pour le réduire sont étudiés dans cette thèse. La flamme d'un chalumeau alimenté en propane-oxygène est caractérisée par une analyse quantitative de sa chimiluminescence, sa pression acoustique en champ libre, les vitesses d'écoulement et un traitement d'images numériques. La turbulence de l'écoulement est beaucoup trop faible pour expliquer l'intensité du bruit. Deux mécanismes d'émission sonore originaux sont identifiés: les variations de surface de flamme liées à l'instabilité de Darrieus-Landau et la combustion quasi-homogène de petits volumes de gaz frais formés lors du détachement de poches en bout de flamme. L'instabilité de Darrieus-Landau dans cette configuration de flamme accrochée est étudiée sur un brûleur modèle. Une flamme laminaire est stabilisée sur un brûleur à fente et un champ électrique crée des perturbations d'amplitude et de longueur d'onde contrôlées à sa base. Ces perturbations sont convectées à la vitesse de l'écoulement et leur amplitude croît exponentiellement. La dépendance du taux de croissance temporel en fonction du nombre d'onde est correctement prédite par l'étude de stabilité linéaire des flammes planes libres. Les nombres de Markstein fournis indirectement par cette analyse diminuent avec la richesse et augmentent avec la concentration en oxygène. Le seuil d'apparition des poches et la variation du bruit associé à leur formation en fonction de l'amplitude des structures sont correctement prédits par un modèle géométrique simple. Au terme de cette étude, nous avons obtenu *une réduction de 20 dB* du bruit du chalumeau en retardant le déclenchement de l'instabilité de Darrieus-Landau (Breveté).

Abstract

The sound emission level of welding torches is generally higher than 85 dBA. This thesis presents a study of the origin of this noise and of the means to reduce it. A welding torch flame burning a propane-oxygen mixture is first investigated by a quantitative study of its chemiluminescence, its free field acoustic pressure, gas velocity field and by numerical image processing. It is found that the flow turbulence level is far too low to explain the acoustic intensity. Two new mechanisms of acoustic emission are identified: fluctuations of flame surface area induced by the Darrieus-Landau instability, and the quasi-homogeneous combustion of necks of unburnt gas during the separation of unburnt pockets formed at the tip of the flame. The Darrieus-Landau instability on an anchored flame is studied on a model burner. A laminar flame is stabilised on a slot burner and an electric field creates a wrinkling with controlled amplitude and wavelength at the base of the flame. These wrinkles are convected with the flow velocity and their amplitude increases exponentially. The temporal growth rate as a function of wavenumber is correctly described by the stability theory of freely propagating, laminar, planar flames. The Markstein number, given indirectly from the analysis, decreases with increasing equivalence ratio and increases with oxygen concentration. The threshold for the appearance of pockets and the evolution of the acoustic pressure as a function of the amplitude of wrinkling is described by a simple geometrical model. A result of this study is *a reduction of 20 dB* of the noise level of the welding torch obtained by retarding the onset of the Darrieus-Landau instability (Patented).

Mots clefs: Combustion prémélangée, émission acoustique, réduction du bruit, chalumeau, dynamique des fronts, instabilité de flammes, instabilité de Darrieus-Landau, poches de gaz frais.