

50376
1988
97



50376
1988
97

N° d'ordre : 216

THESE
présentée à
L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS
pour obtenir le titre de
DOCTEUR
Mention : **SPECTROCHIMIE**
par
Denis DESENNE

**ETUDE DE LA DISTRIBUTION SPATIALE DES ESPECES MOLECULAIRES
DANS LES MOTEURS PAR SPECTROMETRIE
RAMAN MULTICANALE EN IMPULSIONS.**

Soutenue le 31 Mars 1988 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :	M.M. M. DELHAYE	Président
	L.R SOCHET	Rapporteur
	MME B. POULIGNY	Rapporteur
	M.M. J.P. SAWERYSYN	Rapporteur
	M. BRIDOUX	Examineur
	M. COMBES	Examineur

Ce travail a été réalisé au Laboratoire de Spectrochimie Infrarouge et Raman du C.N.R.S. (L.P.2641) dirigé par Monsieur J. CORSET, Directeur de Recherches au C.N.R.S., avec l'aide financière du Groupement Scientifique des Moteurs et en collaboration avec le Laboratoire de Cinétique et de Chimie de la Combustion de l'Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres Artois.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur M. DELHAYE, Directeur d'Institut au C.N.R.S. pour la confiance qu'il m'a témoignée en m'accueillant dans le laboratoire et la constante attention qu'il a manifestée pour nos recherches. Je suis également sensible à l'honneur qu'il me fait d'accepter la présidence de ce jury de thèse.

Cette étude a été réalisée sous la Direction de Monsieur le Professeur M. BRIDOUX. Je tiens à lui exprimer toute ma reconnaissance pour les nombreux conseils dont il m'a fait bénéficier.

Madame M. CRUNELLE-CRAS, Maître de Conférences à l'Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres Artois, a collaboré à cette étude en m'apportant une aide continue pour les travaux expérimentaux. Son dévouement et sa compétence m'ont été très précieux et je lui adresse mes bien vifs remerciements.

Monsieur J.P. SAWERYSYN, Maître de Conférences à l'Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres Artois, m'a fait profiter de sa compétence dans le domaine de la combustion, qu'il soit vivement remercié pour les encouragements et les marques de sympathie qu'il m'a prodigués tout au long de notre collaboration ainsi que pour avoir accepté d'être Rapporteur de ce travail.

Que Monsieur L.R. SOCHET, Directeur de Recherches au C.N.R.S., trouve ici l'expression de ma profonde et sincère gratitude pour l'intérêt qu'il a accordé à mes travaux. Je le remercie également d'en être le Rapporteur.

Je suis très sensible à l'honneur qu'à bien voulu me faire Madame B. POULIGNY, Ingénieur au CEA-CESTA, en acceptant d'examiner ce mémoire et d'en être Rapporteur.

Je remercie Monsieur M. COMBES, Ingénieur au Gaz de France, d'avoir manifesté de l'intérêt pour ce travail en me faisant l'honneur de le juger.

Je ne saurais oublier tous les membres du L.A.S.I.R qui m'ont apporté aide et collaboration efficaces, notamment G. BUNTINX, F. GRASE, A. DEFFONTAINE. Qu'ils trouvent ici le témoignage de mon amitié.

Enfin je remercie également Messieurs R. DEMOL et B. PAPILLON pour leurs concours techniques, Mesdames G. PETIT et C. DESCAMPS et Mademoiselle S. NUYTENS pour la dactylographie de ce mémoire ainsi que J.P. LABAYE pour la réalisation des dessins.

SOMMAIRE

INTRODUCTION.....	3
CHAPITRE I : LES TECHNIQUES DE DIAGNOSTIC DANS LES MOTEURS.....	9
CHAPITRE II : ETUDE D'UNE INSTALLATION DE SPECTROMETRIE RAMAN LASER EN IMPULSION DESTINEE AU DIAGNOSTIC DANS LES MOTEURS.....	67
CHAPITRE III : ANALYSE SPATIALE DES ESPECES MOLECULAIRES MAJORITAIRES DANS LA CHAMBRE DE COMBUSTION D'UN MOTEUR EN FONCTIONNEMENT.....	115
CHAPITRE IV : ANALYSE DU PROFIL DE DISTRIBUTION SPATIALE DU PROPANE ET DU MONOXYDE DE CARBONE DANS UN MOTEUR.....	159
CONCLUSION.....	193



INTRODUCTION

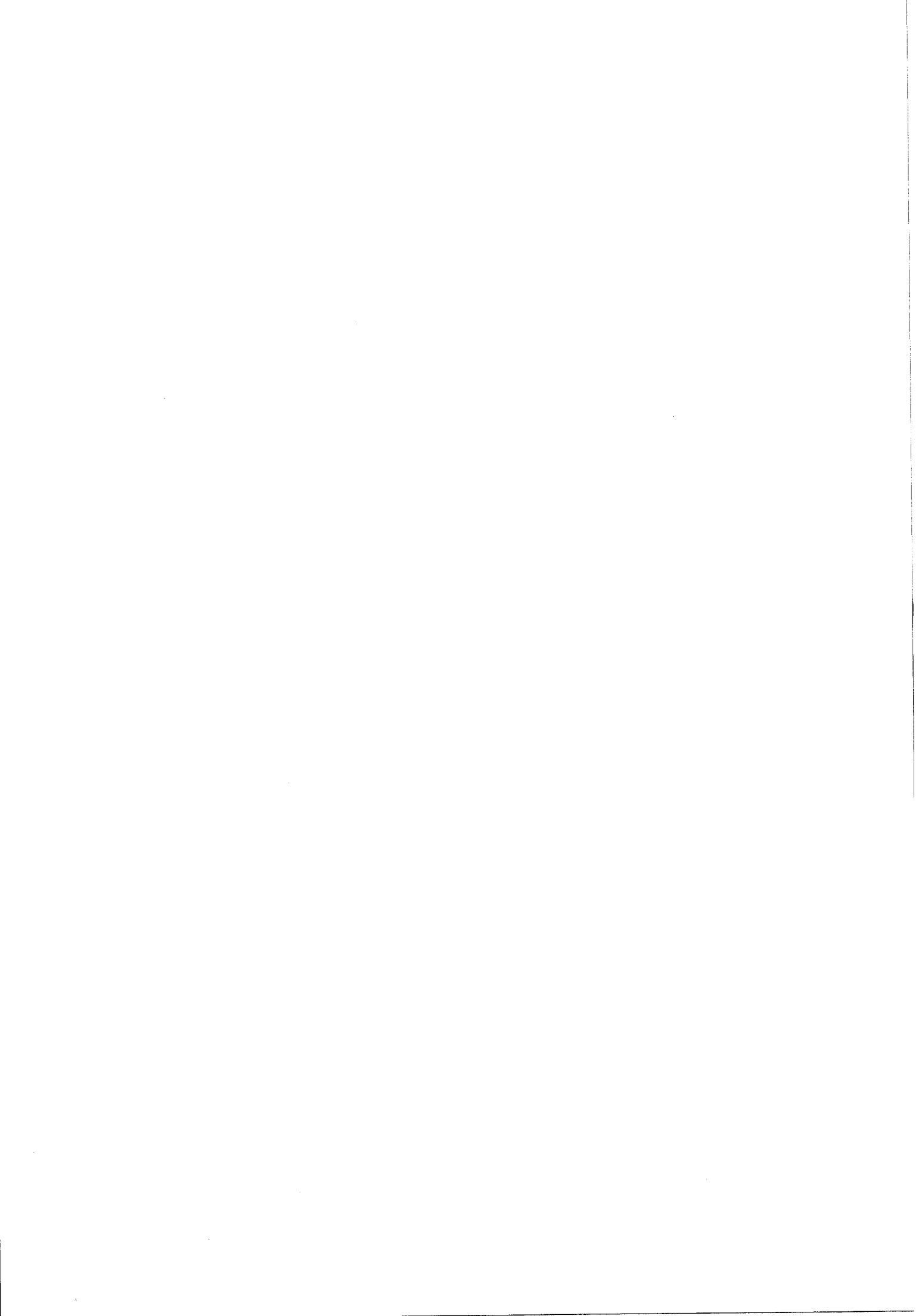
Depuis plusieurs années, la réglementation sur les moteurs automobiles, relative aux économies d'énergie et à la pollution atmosphérique par les gaz d'échappement, en liaison avec les exigences sans cesse croissantes du public, ont obligé les constructeurs à développer les recherches sur le fonctionnement des moteurs à combustion interne.

Ainsi d'après l'A.F.M.E.* , la consommation moyenne des automobiles en France est passée entre 1975 et 1983 de 8,5 à 6,7 l./100 Km soit un gain de 21 %. Ces gains de consommation ont été obtenus par l'amélioration des systèmes d'alimentation et d'allumage, l'emploi de systèmes électroniques de contrôle et de nouveaux matériaux, l'augmentation du taux de compression... Ces progrès ont le plus souvent été faits de manière empirique en faisant appel à un minimum de théorie.

Le faible emploi de concepts théoriques dans la conception des chambres de combustion capables du meilleur compromis rendement-émission résulte d'une méconnaissance des processus complexes physiques et chimiques se déroulant à l'intérieur des moteurs. Des propriétés fondamentales telles que la vitesse de propagation des gaz, les températures et les concentrations des combustibles, comburants et produits de la combustion varient très rapidement dans le temps et dans l'espace. L'incapacité des modèles numériques à expliquer ces variations, impose la nécessité d'études expérimentales pour préciser l'influence de ces divers paramètres.

Des techniques analytiques non perturbatrices de type optique, mettant à profit le développement des lasers, ont permis des progrès très sensibles vers une meilleure compréhension du processus de combustion, clef de voûte pour la maîtrise des objectifs d'économie et de "propreté" assignés au développement du moteur. Ainsi, la vélocimétrie-laser est largement répandue pour des mesures de mouvement de fluides. Avec la Diffusion Raman Anti-Stokes Cohérente, les motoristes disposent d'un très bon thermomètre de la combustion. Par contre, au niveau des mesures de profil de distribution spatiale d'espèces moléculaires, les études sont beaucoup moins avancées.

L'objet de cette étude se situe dans le cadre d'un contrat avec le Groupe Scientifique des Moteurs, dans le but d'accéder aux mesures quantitatives spatiales "in situ" de densités numériques moléculaires dans la phase gazeuse d'un moteur à combustion interne.



Dans un premier chapitre nous présentons succinctement et de la façon la plus exhaustive possible, les diverses techniques de diagnostics utilisées dans les laboratoires pour étudier le processus de combustion à l'intérieur d'un moteur à injection directe. Nous opposons les techniques conventionnelles de type "sonde" aux techniques optiques non perturbatrices mettant à profit les lasers.

Le deuxième chapitre est consacré à l'étude de l'installation de spectrométrie Raman laser en impulsion destinée au diagnostic dans les moteurs. Nous présentons les différents éléments la constituant et analysons en particulier les mérites respectifs de deux détecteurs multicanaux utilisés : un tube analyseur d'images S.I.T. et une barrette de photodiodes. Cette étude nous conduit à évaluer la précision expérimentale des mesures photométriques quantitatives d'une chaîne de détection à barrette de photodiodes.

Le troisième chapitre a trait à l'analyse spatiale des espèces moléculaires majoritaires présentes dans la chambre de combustion d'un moteur. Après une description du dispositif expérimental mis en oeuvre, nous présentons des images spectrales Raman de la phase gazeuse analysée pendant le cycle de fonctionnement du moteur.

Enfin, dans un quatrième chapitre, nous rendons compte d'une étude semi-quantitative de l'évolution du profil de distribution spatial du propane et du monoxyde de carbone lors de la compression et de la détente des gaz dans le cylindre.

* A.F.M.E. : Agence Française pour la Maîtrise de l'Energie.



CHAPITRE I

LES TECHNIQUES DE DIAGNOSTIC DANS LES MOTEURS

INTRODUCTION.....	13
1 - LES TECHNIQUES CONVENTIONNELLES.....	14
1.1 - MESURE DE LA PRESSION.....	14
1.2 - MESURE DE LA TEMPERATURE.....	16
1.3 - DYNAMIQUE DES FLUIDES.....	20
1.3.1 - Propagation de la combustion.....	20
1.3.2 - Vitesse d'écoulement des gaz.....	20
1.4 - DETERMINATION DE LA COMPOSITION CHIMIQUE DES GAZ.....	22
1.4.1 - Les analyseurs de gaz.....	22
1.4.2 - Les sondes de prélèvement.....	23
1.5 - RESUME DES TECHNIQUES CONVENTIONNELLES.....	25
2 - LES TECHNIQUES OPTIQUES NON PERTURBATRICES.....	26
2.1 - LA DIFFUSION RAMAN SPONTANEE.....	27
2.1.1 - Principe	27
2.1.2 - Principaux travaux en DRS sur les moteurs.....	29
2.2 - LA DIFFUSION RAMAN ANTI-STOCKES COHERENTE.....	33
2.2.1 - Principe	33
2.2.2 - Principaux travaux par DRASC sur les moteurs...	36
2.3 - LA VELOCIMETRIE LASER.....	40
2.3.1 - Principe	40
2.3.2 - Principaux travaux par vélocimétrie laser sur les moteurs	41
2.4 - LES TECHNIQUES D'IMAGERIE.....	42
2.4.1 - L'ombroscopie.....	42
2.4.2 - La strioscopie.....	44

2.5 - AUTRES TECHNIQUES OPTIQUES.....	46
2.5.1 - La diffusion Rayleigh.....	46
2.5.2 - Fluorescence induite par laser.....	47
2.5.3 - La Tomographie ou diffusion MIE.....	47
3 - APPORT DE LA SPECTROMETRIE RAMAN MULTICANALE.....	48
3.1 - PRINCIPE.....	48
3.2 - SPECIFICITE.....	49
4 - PROBLEMES POSES PAR L'APPLICATION DES TECHNIQUES OPTIQUES D'ANALYSE.....	51
CONCLUSION.....	56

INTRODUCTION

L'utilisation croissante de techniques physiques et chimiques de diagnostic des moteurs à combustion interne, a contribué à de substantielles améliorations sur les moteurs commerciaux de ces dernières années.

Parallèlement à la poursuite d'utilisation de techniques "sondes" ayant fait leur preuve, se sont développés des procédés d'analyse non perturbateurs. Il s'agit essentiellement de procédés optiques mettant à profit les propriétés des faisceaux lasers.

Parmi ces nouvelles techniques, la spectrométrie Raman multicanale se montre particulièrement intéressante à la fois par sa simplicité de mise en oeuvre et par la quantité d'informations qu'elle délivre en quelques nanosecondes.

Mais il faut rester très prudent quant au caractère non perturbateur de ces nouvelles techniques d'analyse par laser. En effet, elles nécessitent impérativement l'emploi de moteurs spéciaux, équipés de fenêtres optiques.

1 - LES TECHNIQUES CONVENTIONNELLES

La plupart des techniques d'analyse utilisées en recherche sur les moteurs à combustion interne se sont développées avant l'apparition des lasers. Ces techniques classiques sont toujours couramment employées et accompagnent souvent des méthodes plus modernes telles que : la spectroscopie laser, l'anémométrie laser...

Dans la suite du chapitre nous discutons des possibilités des techniques conventionnelles d'analyse. Nous les classons suivant les grandeurs physiques et chimiques mesurées : pression, température, vitesse des gaz, composition chimique. Dans chacun des cas, nous verrons l'importance des perturbations engendrées dans le milieu analysé lors des mesures effectuées.

1.1 - MESURE DE LA PRESSION

La mesure de la pression dans le cylindre d'un moteur trouve sa justification aux niveaux des deux objectifs suivants :

- analyser les processus de combustion par la détermination de la vitesse de libération de l'énergie [1] ;
- suivre la conversion de l'énergie en travail moteur au moyen de l'analyse des diagrammes pression = f (volume) [2].

En première approximation, la vitesse instantanée de libération de l'énergie durant la combustion peut être donnée par la loi :

$$\frac{dQ}{d\theta} = \left(1 + \frac{C_V}{R} \right) \cdot P \cdot \frac{dV}{d\theta} + \frac{C_V}{R} \cdot V \cdot \frac{dP}{d\theta} \quad (1)$$

- où
- Q : énergie instantanée libérée pendant la combustion
 - P : pression absolue dans le cylindre
 - V : volume du cylindre
 - θ : angle de vilebrequin
 - C_V : chaleur spécifique à volume constant
 - R : constante des gaz parfaits

$\frac{dV}{d\theta}$ est fixé par la géométrie de la chambre.

$p(\theta)$ et $\frac{dP}{d\theta}$ sont obtenus à partir du diagramme pression = f (angle de vilebrequin)

Avec le développement de l'informatique, le modèle du "gaz parfait" de cette première loi a été abandonné en faveur d'un modèle plus rigoureux basé sur les propriétés thermodynamiques des gaz réels.

Dans les moteurs à allumage commandé, cette approche a été utilisée pour développer des chambres de combustion conduisant à des vitesses de combustion plus rapides, donc des rendements plus importants. [3]

Une seconde loi nous enseigne que seulement une partie de l'énergie libérée dans la combustion peut être utilisée comme force extérieure utile, en particulier dans un moteur quatre temps :

$$P_i = P_b + P_p + P_r \quad (2)$$

où P_i est la puissance développée par le gaz dans le cylindre

P_b est la puissance utile

P_p est la puissance développée pour aspirer et évacuer les gaz durant les temps d'admission et d'échappement

P_r est la puissance perdue par friction mécanique occasionnée entre les parties en mouvement et la puissance nécessaire au refroidissement...

P_b est mesurée avec un capteur de pression. P_i et P_p sont représentées par les surfaces sur le diagramme $p = f(v)$ (figure I.1). Si les trois dernières composantes de la puissance sont connues, alors P_r peut être déterminée de l'équation (2).

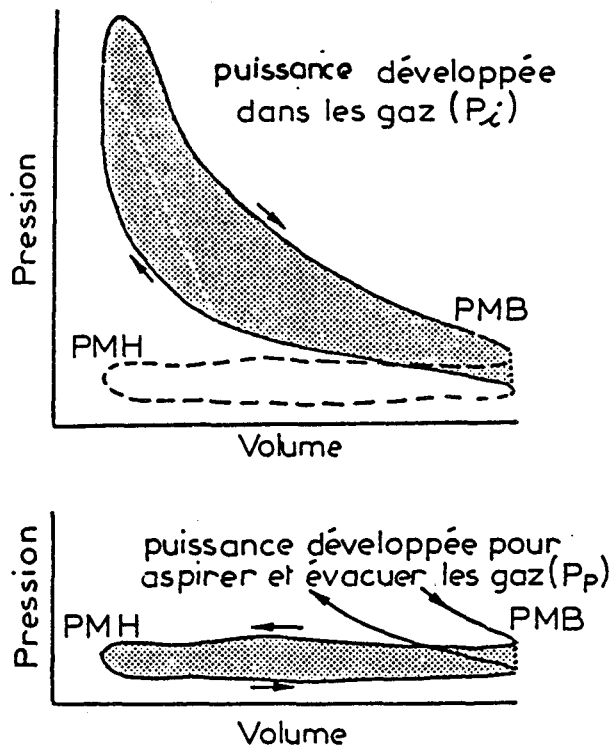


Fig: I.1 Diagramme Pression = f (volume) pour un moteur quatre temps

Jusqu'au début des années soixante, les capteurs de pression ne permettaient pas de mesures précises et continues de la pression sur un cycle donné [4,5,6]. Pour y remédier, il a fallu attendre la disponibilité des capteurs piézo-électriques.

Les capteurs piézo-électriques utilisent la propriété que possèdent certains cristaux de se polariser électriquement lorsqu'ils sont soumis à des contraintes mécaniques, orientées par rapport aux axes cristallographiques.

W.L. Brown [7], en a étudié les principales caractéristiques. Ainsi il a remarqué la linéarité du signal de sortie en fonction de la variation de pression, la sensibilité du signal en fonction de la température, la bonne réponse en fréquence, l'absence de signaux parasites lorsque le capteur subit des chocs, peu d'hystérésis, un rapport S/B élevé...

1.2 - MESURE DE LA TEMPERATURE

Les mesures de température dans le moteur durant la combustion sont nécessaires pour :

- l'appréciation des transferts de chaleur par convection qui sont proportionnels à la différence entre la température des gaz dans le cylindre et la température des parois.

- la formation du monoxyde d'azote NO qui varie exponentiellement avec la température T .

- l'évaluation des pertes de chaleur radiative : la puissance rayonnée varie en T^4 .

L'influence de la température sur ces trois facteurs est illustrée sur la figure I.2 [8].

Il est important de remarquer qu'à 2500 K, par exemple, une erreur de 100 K sur la mesure de température se traduit par une incertitude de :

* 8 % sur le transfert de chaleur par convection

* 15 % environ sur la chaleur radiative

et a pour effet de multiplier par un facteur cinq la vitesse calculée de formation de NO.

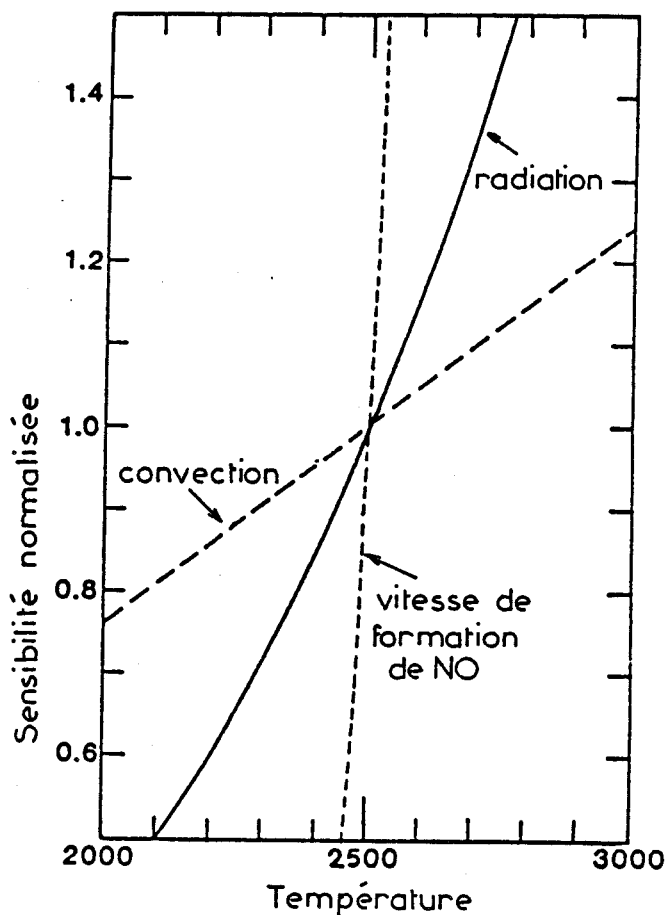


Fig: I.2 Sensibilité normalisée des pertes de chaleur convective et radiative et de la formation de NO, en fonction de la température [8]

On utilise le plus souvent dans les laboratoires, pour déterminer la température dans un écoulement gazeux, le thermocouple [9,10], ou encore le thermomètre à fil froid [11,12].

Le thermomètre à fil froid se compose principalement d'un fil métallique de faible diamètre parcouru par un courant de faible intensité, et dont la résistance varie fortement avec la température.

Le principe de fonctionnement d'un couple thermoélectrique est lui bien connu. Ces capteurs ne permettent pas d'obtenir une réponse en fréquence suffisante pour suivre les variations de température dans les écoulements chauds. Une amélioration est obtenue grâce à l'utilisation de fils fins. Mais malheureusement, leur vieillissement rapide limite leur emploi au moteur fonctionnant sans combustion.

Certains matériaux constituant ces capteurs peuvent provoquer des réactions chimiques parasites. Enfin, un étalonnage soigné est toujours nécessaire.

Bien que d'autres techniques aient été récemment développées, ces capteurs demeurent fréquemment utilisés en raison de leur commodité d'emploi et de leur faible coût de mise en oeuvre.

Les autres méthodes de mesure de température sont essentiellement de type optique.

La méthode dite de renversement de la raie du sodium est illustrée sur la figure I.3 [13,14,15]. Par introduction d'atomes de sodium dans la flamme, celle-ci émet à des longueurs d'ondes d'émission définies (par exemple le doublet de Na à 0,589 et 0,596 μm). Dans le plan image de sortie d'un monochromateur, un observateur regarde au travers de la flamme un filament de tungstène à température de luminance connue. Pour obtenir le renversement on recherche la température de luminance correcte en agissant sur l'intensité du courant dans la lampe à tungstène.

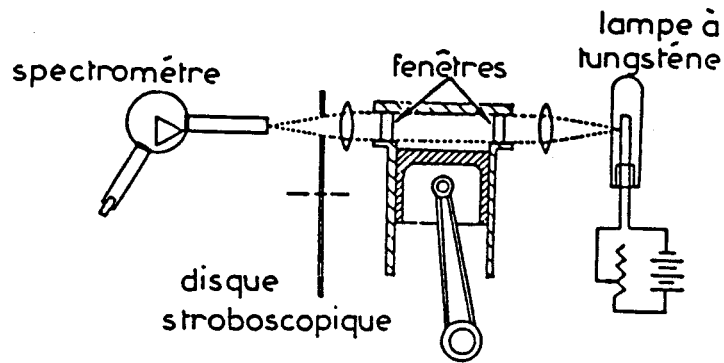


Fig: I.3 Méthode de renversement de la raie du sodium appliquée à la mesure de température des gaz de combustion. [13,14,15]

La figure I.4 décrit un système de pyrométrie infrarouge [16]. Le rayonnement émis par un corps noir passe au travers de la chambre de combustion. Quand l'intensité des radiations transmises par le filtre est égale à celle du corps noir, l'absorption et l'émission des gaz sont égales. La température moyenne des gaz dans le cylindre est alors celle de la source.

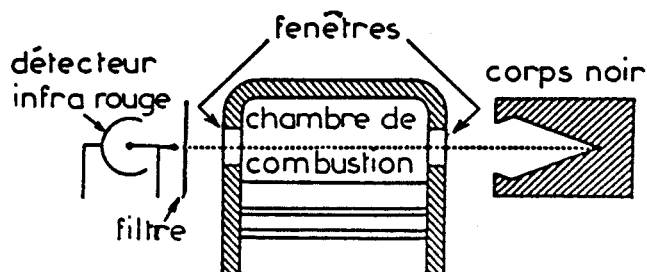


Fig: I.4 Pyromètre infrarouge pour mesurer la température dans les gaz de combustion. [16]

Une technique à deux longueurs d'ondes utilisant simultanément deux pyromètres infrarouge est plus couramment employée aujourd'hui [17,18,19]. Cette technique présente l'avantage de donner des mesures de température plus précises.

Aucune de ces méthodes optiques n'a débouché vers des applications de routine.

1.3 - DYNAMIQUE DES FLUIDES

1.3.1 - Propagation de la Combustion

* La cinématographie a toujours été le moyen d'observation privilégié du suivi de l'évolution du front de flamme [20,21,22]. Aujourd'hui on dispose de caméras ultra-rapides pour visualiser la propagation de la flamme dans les moteurs équipés d'une culasse optique.

L'application de ces procédés cinématographiques reste limitée aux moteurs à soupapes latérales. De plus, la présence de hublots optiques risque de modifier quelque peu les conditions de fonctionnement de ces moteurs très particuliers .

* D. MAC KENZIE et R.K. HONAMAN [23], vers 1920, ont eu l'idée, souvent reprise depuis [24,25,26,27], d'insérer dans la culasse du moteur des jauges d'ionisation à deux électrodes isolées. Le milieu séparant les deux électrodes devient brusquement conducteur au moment du passage de la flamme qui ionise le gaz au niveau de la jauge.

Il n'est pas possible de placer un très grand nombre de jauges d'ionisation sur les parois de la chambre de combustion d'un moteur et le simple enregistrement des instants où la flamme passe au niveau du capteur ne constitue qu'un renseignement très incomplet sur la propagation de la combustion.

1.3.2 - Vitesse d'Écoulement des Gaz

De nombreuses techniques ont été développées pour mesurer la vitesse des gaz. Ces techniques sont en général perturbatrices.

L'anémométrie à fil chaud est la plus simple et la plus classique de ces méthodes. L'anémomètre est constitué d'un fil métallique que l'on peut chauffer électriquement et dont la résistance varie avec la température du fluide incident.

Sa bonne réponse en fréquence le rend particulièrement bien adapté à l'étude des écoulements turbulents pour lesquels la vitesse et la température varient rapidement [28,29,30,31]. Comme la déperdition de chaleur du fil dépend de son coefficient de transfert thermique, la pression et la température doivent être déterminées simultanément de façon à accéder à la vitesse des gaz. Enfin la finesse des fils rend l'anémomètre fragile.

Les effets de refroidissement sur le fil sont insensibles à la direction du flux, ce qui rend le signal résultant difficile à interpréter. Quand la direction du flux est incertaine, un alignement correct peut être établi par approximations successives. Dans le cas d'une faible directivité de l'écoulement une sonde à multi-fils, avec ses fils alignés selon plusieurs directions (figure I.5), est utilisée.

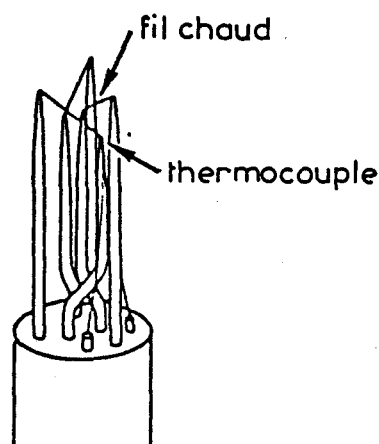


Fig:I.5 Sonde anémométrique à fils chauds multidirectionnels [30]

Une autre méthode est basée sur la mesure du temps de vol d'une étincelle produite entre deux électrodes et balayée par l'écoulement fluide jusqu'à une troisième électrode (figure I.6), [32,33]. Cette technique nécessite une calibration à l'extérieur du moteur et un alignement correct dans la direction de l'écoulement.

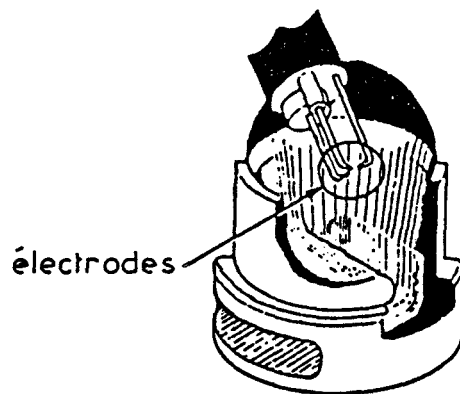


Fig:I.6 Sonde ionique à 3 électrodes [33]

1.4 - DETERMINATION DE LA COMPOSITION CHIMIQUE DES GAZ

Pour déterminer la composition chimique des gaz dans le cylindre, plusieurs types d'analyseurs sont disponibles.

Le problème essentiel, se situe au niveau du dispositif de prélèvement de l'échantillon.

1.4.1 - Les Analyseurs de Gaz

* Les oxydes de carbone CO et CO₂ sont habituellement mesurés par un analyseur infrarouge à absorption différentielle. Cet instrument mesure la différence d'absorption infrarouge entre une cellule contenant le gaz que l'on

désire analyser et une seconde cellule contenant un gaz de référence.

* Les hydrocarbures imbrûlés peuvent être mesurés par cette même méthode, mais la réponse de l'appareil est différente selon les espèces d'hydrocarbures. On préfère aujourd'hui utiliser un détecteur à ionisation de flamme. Une flamme d'hydrogène est normalement peu ionisée, mais la présence dans celle-ci de composés carbonés accroît suffisamment le nombre d'ions pour que l'on puisse détecter un courant entre une électrode, portée à 100-300 V, et le brûleur.

* Les oxydes d'azote sont souvent étudiés au moyen d'un analyseur à chimiluminescence. Dans cet appareil, l'échantillon de gaz est mélangé avec de l'ozone pour oxyder NO en NO₂. Il y a alors une émission lumineuse proportionnelle au NO oxydé.

* L'oxygène est analysé soit par un détecteur polarographique soit par un détecteur paramagnétique.

Le détecteur polarographique utilise le fait que l'oxygène est réduit à un potentiel plus bas que les autres gaz présents dans les produits de la combustion.

Le détecteur paramagnétique détermine la pression partielle de l'O₂ de l'échantillon en utilisant la propriété de la molécule d'oxygène de se comporter comme un aimant temporaire lorsqu'elle est placée dans un champ magnétique.

1.4.2 - Les sondes de Prélèvement.

La figure I.7 illustre une soupape d'échantillonnage-type utilisée pour extraire un échantillon de gaz du cylindre d'un moteur. Une aiguille mobile contrôle l'extraction. Primitivement actionnées mécaniquement [34,35], ces sondes fonctionnent aujourd'hui électromagnétiquement [36,37], ou électrohydrauliquement [38,39]. Des temps d'échantillonnage d'environ 1 ms sont courants pour ce type de sonde. Ce temps d'échantillonnage correspond à une avance angulaire de deux à dix degrés de vilebrequin selon la vitesse du moteur.

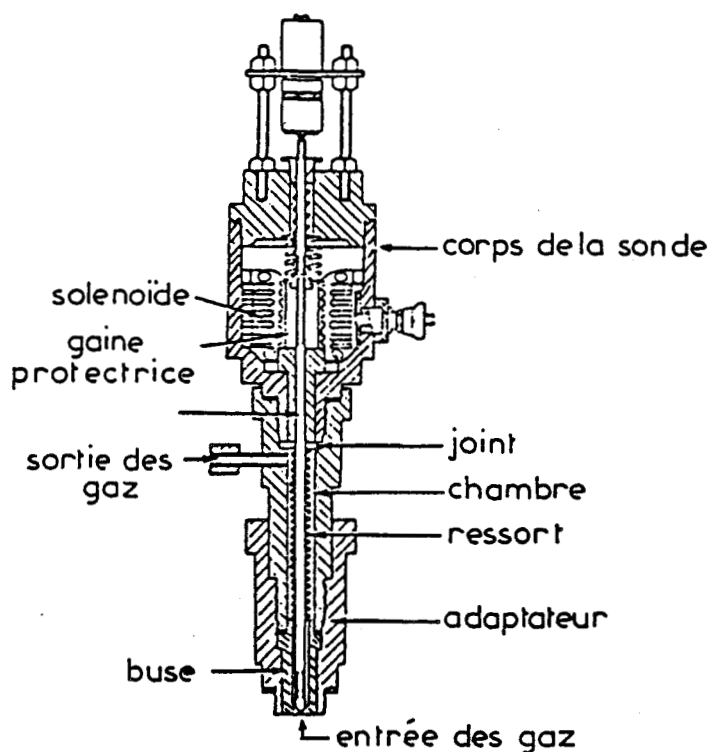


Fig:I.7 Sonde de prélèvement d'échantillons gazeux. [36]

De nombreuses précautions sont nécessaires pour l'utilisation de ces sondes de prélèvement.

Afin d'obtenir un volume de gaz suffisamment important pour être analysé, la prise d'échantillon doit être effectuée sur plusieurs cycles consécutifs. Les variations cycliques peuvent conduire à un échantillonnage non représentatif.

D'autre part, il existe toujours une incertitude sur la poursuite de la réaction chimique au niveau de l'échantillon lorsqu'il est dans la sonde. Cette dernière peut alors être refroidie afin d'arrêter brusquement la réaction.

Nous notons également que si la sonde pénètre dans la chambre, elle va affecter le comportement du gaz dans le cylindre. Même si elle est montée

Grandeur physique et chimique mesurée	Technique utilisée	Précision de la mesure	Constante de temps	Mesure perturbée par	Moteur à accès optique	Divers
PRESSION	Capteur piézo-électrique	bonne	excellente (< 1 μ s)			mesure globale
TEMPERATURE	Fil froid	bonne (\sim %) (\sim %)	bonne (< 1ms)	sonde		Fragilité + possibilité de réactions chimiques parasites
	Thermocouple	moyenne (\sim %)	moyenne (< 0,1s)	sonde		possibilité de réactions chimiques parasites
	Renversement de raies	moyenne	faible à moyenne (\sim à 1ms)	addition de corps étrangers dans le mélange	oui	mesure globale du mélange
	Pyrométrie IR	moyenne à bonne	excellente à bonne (ns)		oui	mauvaise résolution spatiale
PROPAGATION DE LA COMBUSTION	Cinématographie rapide	qualitative	bonne (< ms)		oui	analyse bidimensionnelle
	Jauge d'ionisation	qualitative	bonne		oui	analyse ponctuelle
VITESSE DES GAZ	Anémomètre à fil chaud	moyenne	bonne (< ms)	sonde		Capteur à aligner dans le sens de l'écartement
	Temps de vol d'une étincelle	moyenne	bonne (ms)	sonde		
COMPOSITION CHIMIQUE	Analyseur I.R. (CO, CO ₂)	bonne (\sim %)	(5 s)	sonde + prélèvement		échantillonnage sur plusieurs cycles + analyse non résolue spatialement
	Détecteur à ionisation (hydrocarbures)	bonne (\sim %)	(10 s)	sonde + prélèvement		
	Analyseur à chimiluminescence (NO, NO ₂)	bonne (\sim %)	(10 s)	sonde + prélèvement		
	Détecteur polarographique (O ₂)	bonne (\sim %)	(20 s)	sonde + prélèvement		
	Détecteur paramagnétique (O ₂)	bonne (\sim %)	(10 s)	sonde + prélèvement		

Tableau I.1 : Récapitulatif des caractéristiques principales techniques conventionnelles de diagnostic dans les moteurs.

à ras de la paroi, elle peut être considérée comme perturbatrice étant donné que l'opération de prélèvement de l'échantillon influe sur l'activité des gaz adjacents.

Enfin, la partie du volume de la chambre d'où provient l'échantillon n'est pas très bien définie. Des chercheurs ont depuis peu considéré cette question [40,44].

1.5 - RESUME DES TECHNIQUES CONVENTIONNELLES

Dans le tableau I.1 nous classons les techniques conventionnelles de diagnostic dans un moteur selon la grandeur physique ou chimique mesurée.

Pour chacune de ces techniques nous rappelons leurs principales caractéristiques d'utilisation et de fonctionnement.

2 - LES TECHNIQUES OPTIQUES NON PERTURBATRICES

Une grande variété de nouvelles techniques d'analyse ont été développées afin de mieux caractériser les processus physiques et chimiques apparaissant dans un moteur. L'essor des lasers a stimulé l'intérêt vers l'application de techniques optiques pour des mesures non perturbatrices de température, de concentration, de vitesse, et de turbulence.

Parmi ces techniques, citons :

- la Diffusion Raman Spontanée (DRS) et la Diffusion Raman Anti Stokes Cohérente (DRASC) utilisées pour des mesures de température et de concentration des espèces moléculaires.

- la vélocimétrie laser axée sur l'étude des vitesses et des turbulences des flux gazeux.

- les techniques d'imagerie laser pour l'accès à la visualisation en deux dimensions de ces mêmes flux (ombroscopie, strioscopie).

Parallèlement à la mise en oeuvre de ces techniques dans les équipes

de recherche en combustion dans les moteurs, on assiste au développement d'autres techniques optiques, telles que : les diffusions Mie et Rayleigh, la fluorescence induite par laser.

2.1 - LA DIFFUSION RAMAN SPONTANEE (D.R.S)

2.1.1 - Principe

La diffusion Raman spontanée est un phénomène lié à la collision inélastique entre un photon et une molécule. Si les photons diffusés possèdent une énergie inférieure à celle des photons incidents, il s'agit de la diffusion Raman Anti-Stokes. D'une manière pratique, le faisceau laser est focalisé dans l'échantillon à analyser et la lumière diffusée est collectée sous un angle solide Ω (figure I. 24). Après dispersion, elle est envoyée sur un détecteur photosensible pour analyse. Du point de vue analytique, pour une espèce moléculaire donnée, l'intensité du spectre Raman diffusé est directement proportionnelle à l'intensité de la lumière émise par le laser employé et à la densité numérique de l'espèce analysée présente dans l'échantillon.

L'intensité diffusée s'écrit :

$$P_{RS} = P_L \cdot N \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} \right) \cdot \Omega \cdot \epsilon \cdot L$$

où

P_{RS} est le signal Raman Stokes

P_L est la puissance laser

N est la densité numérique moléculaire

$\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega}$ est la section efficace différentielle de diffusion

Ω est l'angle solide de collection de la lumière diffusée

ϵ est le facteur d'efficacité de la collection

L est la longueur de la trace diffusante analysée.

Grâce à l'apparition sur le marché des lasers de grande puissance, cette technique est devenue particulièrement bien adaptée à l'étude des phases gazeuses en cours de combustion. Parmi les avantages de la DRS, on peut noter la relative simplicité de mise en oeuvre puisqu'un seul laser est nécessaire pour exciter le spectre de diffusion de toutes les espèces moléculaires présentes dans le milieu.

L'utilisation d'un spectromètre multicanal permet de détecter simultanément ces mêmes espèces.

L'utilisation conjointe d'un laser en impulsion et d'une chaîne de détection obturable permet de discriminer la diffusion Raman de l'émission propre du phénomène à analyser (cf § 3.2).

Les mesures de températures sont possibles à partir de l'analyse de spectre d'un constituant majoritaire tel que l'azote. Trois techniques sont principalement utilisées :

- l'analyse du profil de la branche Q de l'azote qui est comparé aux profils théoriques calculés par ordinateur pour différentes températures.

- le calcul du rapport $\frac{\text{intensité intégrée Anti-Stokes}}{\text{intensité intégrée Stokes}}$ de la branche

Q de l'azote. Ce rapport varie linéairement avec la température dans une plage s'étendant de 1000 K à 3000 K. Toutefois, il convient d'apporter une correction due à la différence de sensibilité spectrale des détecteurs qui doivent effectuer des mesures dans deux régions spectrales éloignées : la région Stokes et la région Anti-Stokes.

- le calcul du rapport $\frac{\text{intensité de la première bande chaude}}{\text{intensité de la bande fondamentale}}$

pour la branche Q de l'azote. Cette méthode comparable à celle décrite précédemment a pour avantage de s'affranchir de la correction due à la réponse spectrale des détecteurs qui n'est pas nécessaire étant donné la proximité des bandes fondamentales et chaudes.

La diffusion Raman spontanée est un phénomène lumineux de très faible intensité . Elle est donc difficilement applicable à l'étude de milieux riches en particules solides ou constitués en partie de molécules fluorescentes. Elle ne peut s'appliquer qu'à l'étude des espèces majoritaires présentes dans un mélange.

2.1.2 - Principaux travaux en DRS sur les moteurs.

R.E SETCHELL fut le premier à étudier la faisabilité expérimentale des mesures par DRS dans un moteur à allumage commandé [42]. Cette étude avait pour objectif d'établir la sensibilité de la DRS pour mesurer localement des rapports fuel/air d'un mélange gazeux en précombustion dans un moteur à charge stratifié. La figure I.8 illustre le type d'information obtenue.

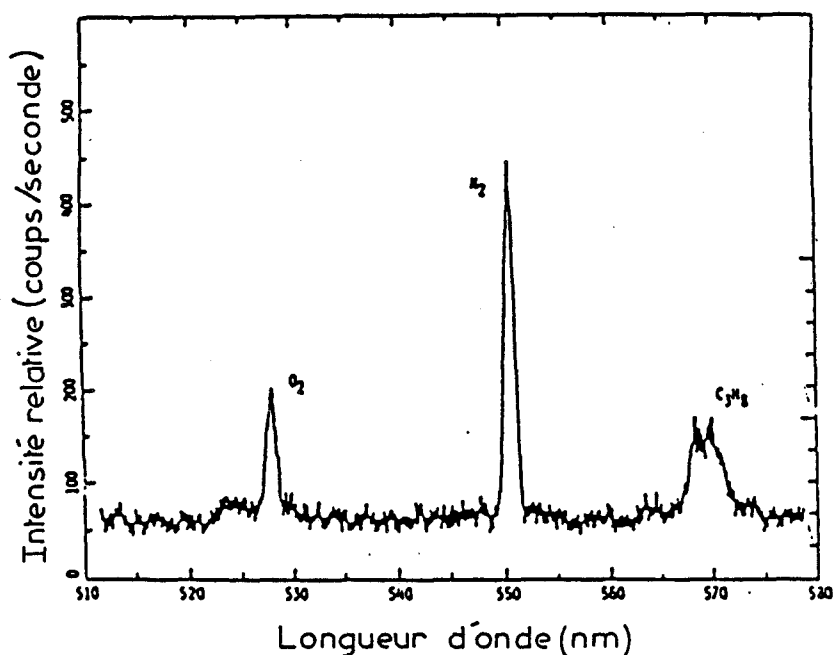


Fig:I.8 Spectre Raman de la phase gazeuse d'un moteur à 335° d'angle de vilebrequin (d'après 42)

Dans une étude ultérieure, S. JOHNSTON (43,44) a suivi quantitativement l'évolution du rapport fuel/air en précombustion dans un moteur à injection directe à charge stratifiée. Cette technique a évolué et a été appliquée pour mesurer des rapports fuel/air entre les électrodes d'une bougie dans un moteur à charge stratifiée (figure I.9) [45]. Ce même auteur a mesuré les perturbations aérodynamiques induites par une sonde de prélèvement pour des mesures par échantillonnage dans

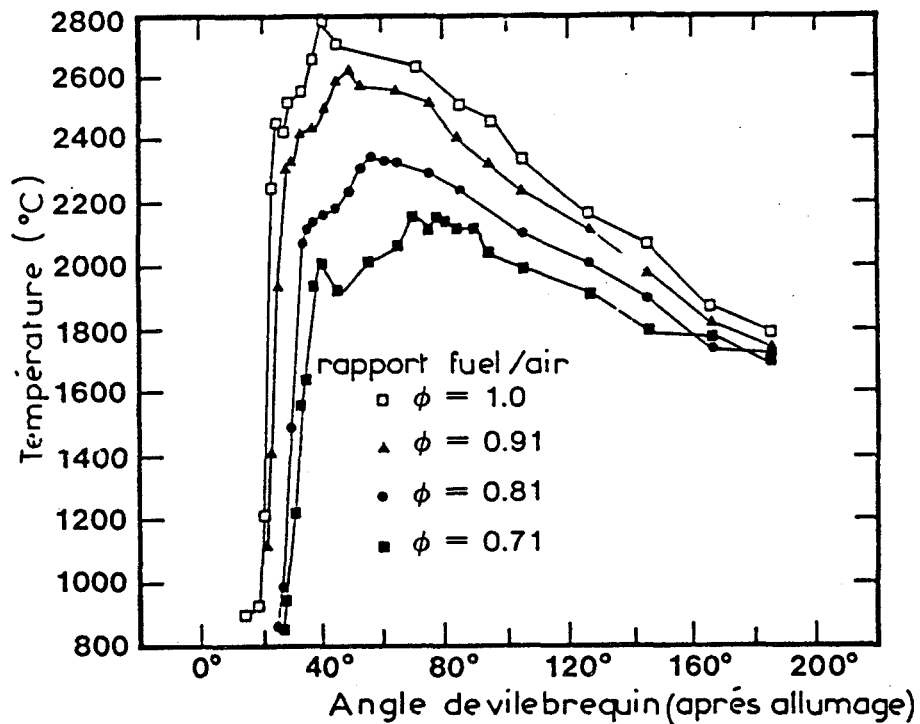


Fig: I.10 Histogrammes de températures obtenus par spectrométrie Raman en impulsion (d'après 49)

Par cette technique, W.D. WILLIAMS et J.W.L. LEWIS [52] ont mesuré des températures et des densités moléculaires de N_2 dans le cylindre d'un moteur diesel expérimental.

En moyennant les résultats sur plusieurs cycles A. ZURLOYE et D.A. SANTAVICCA [53] ont effectué des mesures de température et de concentration de CO résolue spatialement et temporellement dans les gaz d'un moteur à charge homogène.

Enfin, notons les travaux de R.M. GREEN et de ses collaborateurs [54] sur la localisation des hydrocarbures imbrûlés.

un moteur en fonctionnement [46]. Des différences sont observées entre les profils de concentrations obtenus par DRS avec et sans l'installation de la sonde dans le moteur.

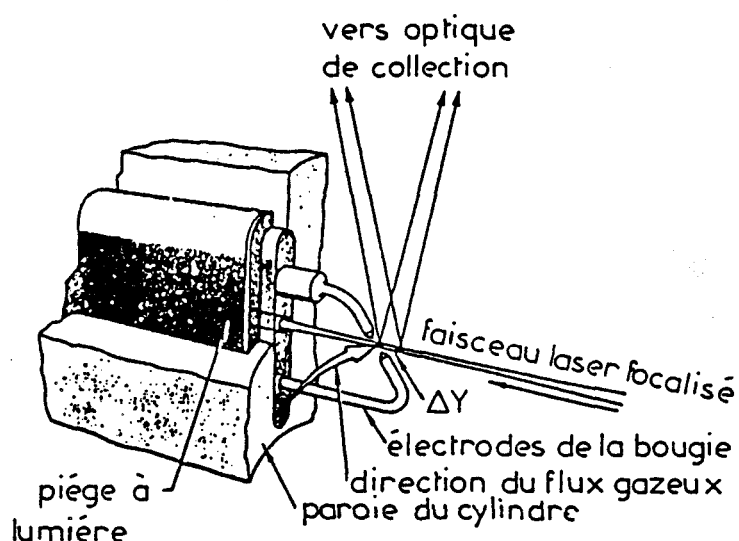


Fig: I.9 Analyse par diffusion Raman de la phase gazeuse située entre les électrodes d'une bougie (d'après 45).

La spectroscopie DRS a surtout été utilisée par J.R.SMITH [47,48, 49,50] pour des mesures instantanées de concentration des espèces majoritaires et de température dans un moteur à charge homogène (figure I.10). J.R.SMITH et ses collaborateurs [51] ont déterminé un histogramme de températures dans les "end-gas" (gaz non encore brûlés) durant des réactions d'auto-allumage.

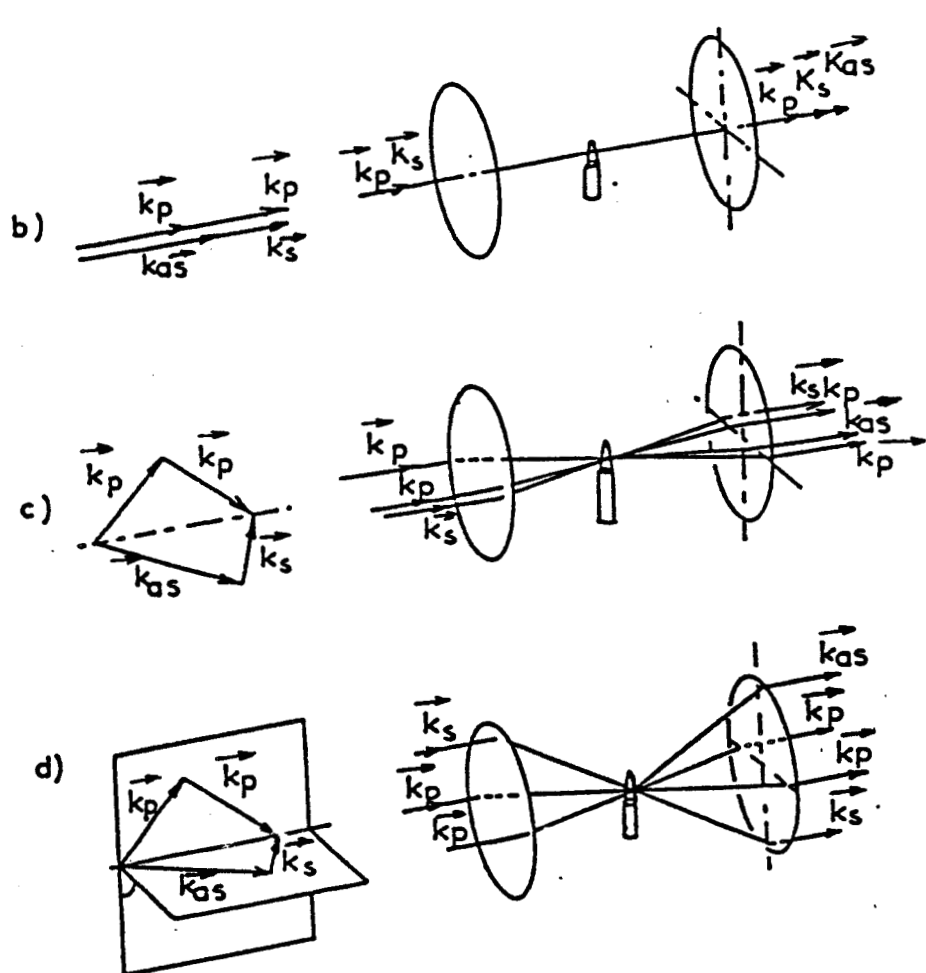
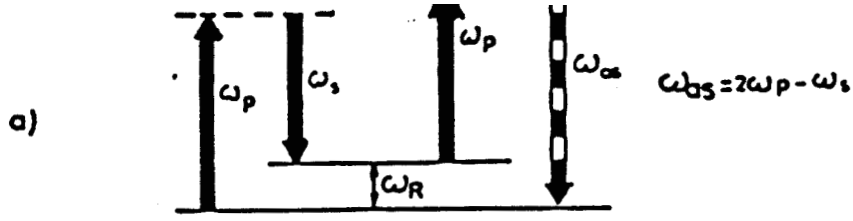


Fig: I.11

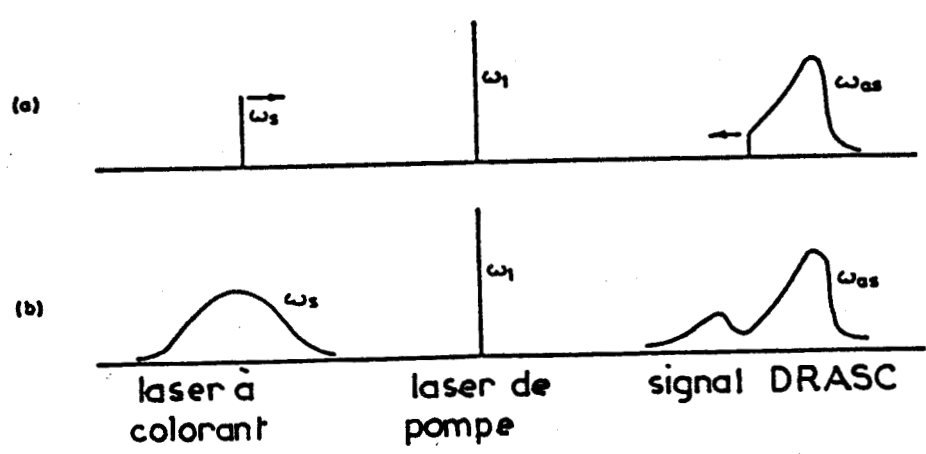


Fig: I.12

2.2 - LA DIFFUSION RAMAN ANTI-STOKES COHERENTE (DRASC)

2.2.1 - Principe

Le signal DRASC est généré au cours d'une interaction rayonnement-matière non linéaire.

On observe un signal DRASC, lorsque deux ondes planes de fréquence ω_p et ω_s sont envoyées sur des molécules possédant des vibrations actives en diffusion Raman, de fréquence ω_r telle que $\omega_r = \omega_p - \omega_s$. Une onde cohérente à la fréquence Anti-Stokes $\omega_{as} = 2\omega_p - \omega_s$ est alors diffusée (figure I.11a). L'angle entre les ondes excitatrices détermine la direction du faisceau DRASC. Il est nécessaire que l'angle sous lequel se croisent les faisceaux satisfasse à l'accord de phase. Plusieurs configurations permettent d'obtenir l'accord de phase (figure 11b,c,d). \vec{K}_p , \vec{K}_s et \vec{K}_{as} sont les vecteurs d'onde des faisceaux excitateurs et du faisceau diffusé. Seules les configurations de type "BOXCARS" (configurations à 3 faisceaux) permettent les mesures résolues dans l'espace (figure I.11c,d).

L'intensité du signal DRASC est donnée par :

$$I_{AS} = \left[\frac{4\pi\omega_{as}}{c^2} \right]^2 \cdot I_p^2 \cdot I_s \cdot |\chi|^2 \cdot Z^2$$

où I_p est l'intensité du laser à la fréquence ν_p

I_s est l'intensité du laser à la fréquence ν_s

χ est la susceptibilité du troisième ordre de l'échantillon

Z est la distance à l'intérieur de l'échantillon pour laquelle l'accord de phase est assuré (résolution spatiale).

La susceptibilité peut s'écrire sous la forme d'une contribution résonante et d'une contribution non résonante : $\chi = \chi_R + \chi_{NR}$

avec
$$\chi \approx N \cdot \left(\frac{\delta\sigma}{\delta\Omega} \right)$$

Le signal DRASC est proportionnel à χ^2 , donc au carré de la section efficace de diffusion et au carré de la densité numérique moléculaire de l'espèce analysée dans l'échantillon.

Dans la pratique, l'onde ω_p est produite par un laser déclenché. Une partie de son énergie lumineuse est utilisée pour pomper un laser à colorant accordable (onde ω_s). Les faisceaux correspondants sont alors recombines dans l'une des configurations précédemment décrites. L'obtention du spectre DRASC peut se faire de 2 manières différentes (figure I.12).

- soit le laser à colorant accordable émet une bande fine ω_s et le balayage de celle-ci permet de tracer point par point l'intensité du signal diffusé en fonction de $\omega_p - \omega_s$.
- soit le laser à colorant émet en bande large et la totalité du spectre DRASC couvert par cette bande, peut être enregistrée par un détecteur multicanal.

La seconde méthode bien qu'ayant une sensibilité moindre est la plus souvent utilisée pour l'analyse des phénomènes de combustion. Elle permet l'enregistrement simultané de la bande fondamentale et des bandes chaudes de l'azote et par là-même la détermination de la température instantanée avec une résolution temporelle de l'ordre de quelques nanosecondes. Les températures sont déterminées par comparaison des spectres DRASC expérimentaux avec les spectres théoriques calculés par ordinateur.

Le faisceau de lumière diffusé par DRASC est cohérent et possède comme le faisceau laser une grande intensité lumineuse émise dans un petit angle solide. Cette caractéristique est très favorable à la réjection de la lumière parasite telle que la fluorescence ou l'émission propre du système étudié qui se propagent dans un angle solide de 4π sr.

La spectrométrie de DRASC présente donc beaucoup d'avantages dans l'analyse des phases gazeuses en cours de combustion (tableau I.2) :

- une sensibilité supérieure à celle de la diffusion Raman spontanée
- une insensibilité vis à vis de la lumière parasite
- une bonne résolution spatiale dans le cas d'une configuration type "BOXCARS"
- une bonne résolution temporelle.

Mais elle ne permet pas contrairement à la DRS d'analyser simultanément toutes les espèces dans le milieu. De plus, sa mise en oeuvre est assez délicate et de nombreux traitements mathématiques sont nécessaires pour l'obtention de données quantitatives.

	<i>DRS</i>	<i>DRASC</i>
<i>Mise en oeuvre</i>	<i>simple</i>	<i>délicate</i>
<i>Résolution spatiale</i>	<i>oui</i>	<i>oui</i> <i>(dans la configuration BOXCARS)</i>
<i>Intensité des signaux lumineux</i>	<i>faible</i>	<i>élevée</i>
<i>Sensibilité vis à vis de la lumière parasite</i>	<i>oui</i>	<i>non</i>
<i>Analyse simultanée de plusieurs espèces moléculaires</i>	<i>oui</i>	<i>non</i>

Tableau I.2 : Comparaison des spectroscopies DRS et DRASC (55, 56, 57).

2.2.2 - Principaux travaux par DRASC sur les moteurs

Dans des conditions de fond lumineux intense, avec des combustions en présence de suie ou de gouttelettes d'hydrocarbure, il est préférable d'utiliser la DRASC plutôt que la DRS.

Une application typique de la DRASC sur un moteur est illustrée sur la figure I.13. Pour des études de combustion très rapide, la configuration la plus courante utilise un laser à colorant large bande et un système de détection multicanal.

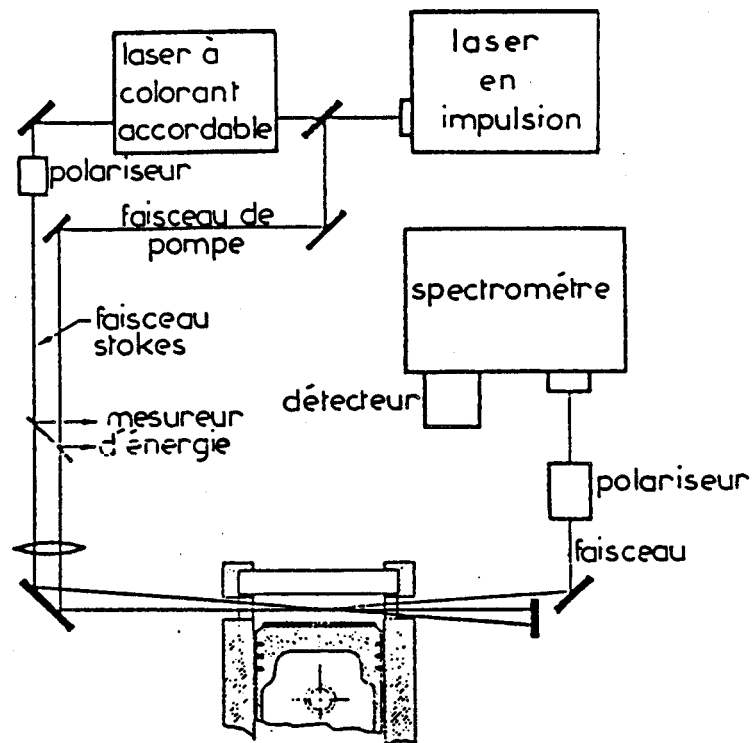


Fig: I.13 Installation classique de spectrométrie DRASC appliquée au moteur.

De nombreux laboratoires ont développé la technique, mettant à profit la DRASC, pour accéder à des mesures fines de température. Citons AERE

Harwell et Shell THORNTON, FORD MOTOR Co, Laboratoires SANDIA., KONATO et FIAT [58,59,60,61,62].

Travaillant en collaboration, Larry RAHN et Sheridan JOHNSTON ont relevé par DRASC des températures (d'azote) dans un moteur en fonctionnement [60]. Les données moyennées sur 10 cycles sont réalisées pendant les temps de compression et d'explosion de leur moteur expérimental, fonctionnant au propane. Des températures variant de 655 K à plus de 2600 K ont pu être déterminées (figure I.14).

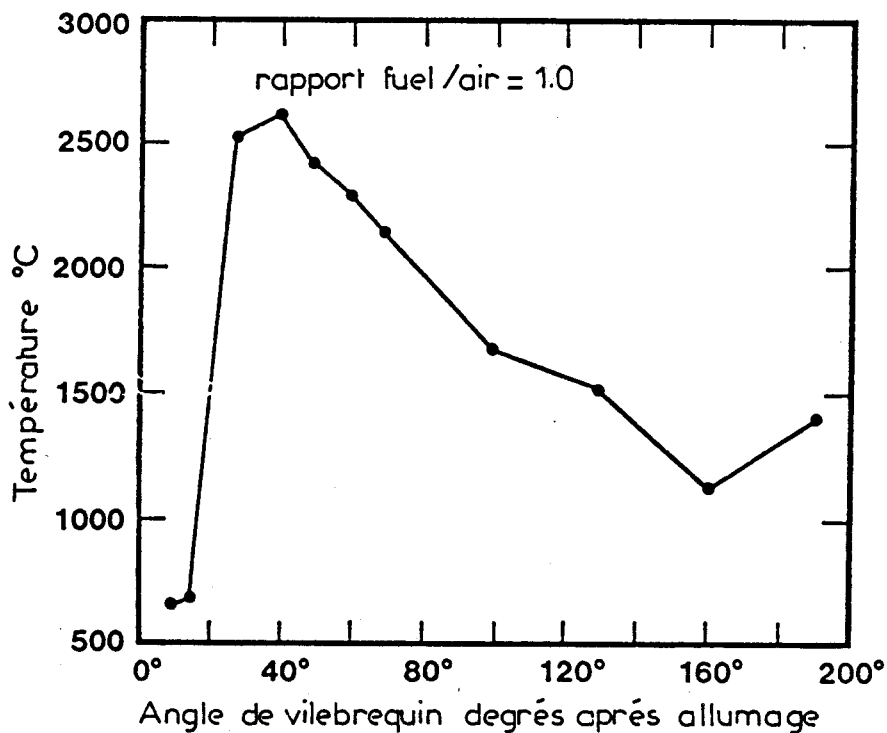


Fig:I.14 Histogramme de températures obtenus par DRASC [60]

Des études préliminaires utilisant la DRASC large bande pour étudier le cliquetis dans un moteur ont été menées par R.M. GREEN et R.P.LUCHT [63]. Travaillant en collaboration avec Richard TEETS des laboratoires de recherches de la General Motors, ils ont obtenu des mesures de température durant les processus d'autoallumage et de combustion.

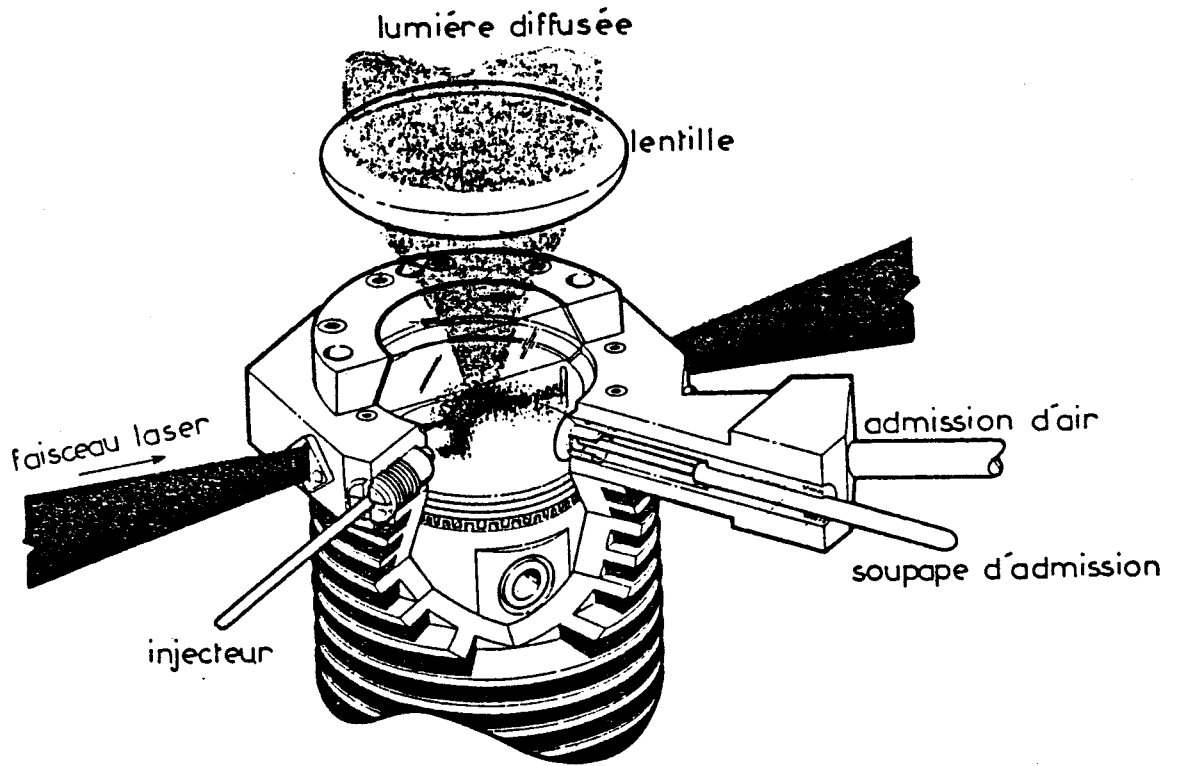


Fig: I.15 Spectrométrie de diffusion Raman spontanée appliquée au moteur (d'après 147)

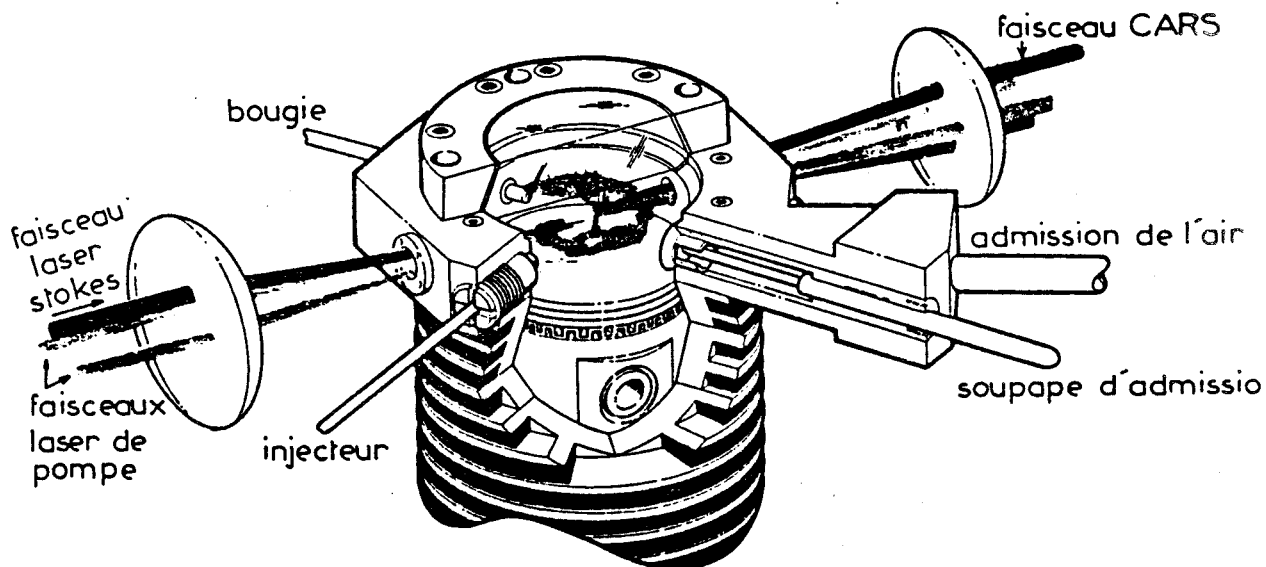


Fig: I.16 Spectrométrie de diffusion Raman anti stokes cohérente appliquée au moteur (d'après 147)

EQUIPES	METHODOLOGIE	RESULTATS	REFERENCES
R.E. SETCHELL S.C. JOHNSTON (SANDIA)	DRS en continu	Mesure du rapport $\frac{\text{Fuel}}{\text{air}}$ d'un mélange en précombustion	42, 43, 44, 45, 46
J.R. SMITH (SANDIA)	DRS en impulsion	Mesure de température et de concentration en N_2	47, 48, 49, 50, 51
W.D. WILLIAMS (U.S. AIR FORCE)	DRS en impulsion	Mesure de température et de concentration en N_2	52
A. ZURLOYE (PRINCETON)	DRS en impulsion	Mesure de température et de concentration en CO	53
R.M. GREEN (SANDIA)	DRS en impulsion	Mesure de concentration des hydrocarbures imbrûlés	54
M. BRIDOUX D. DESENNE (LASIR - Lille)	DRS en impulsion	Etude de la distribution spatiale des espèces moléculaires	
I.A. STENHOUSE (AERE HARWELL & SHELL THORNTON)	DRASC bande fine	Température moyenne sur 6 à 8 cycles	58
D. KLICK (Ford Motor Co)	DRASC large bande	Température instantanée et concentration en CO	59
L. RAHN (SANDIA Lab.)	DRASC bande fine	Température moyennée sur 10 cycles	60
K. KAJIYAMA (KONATO)	DRASC large bande	Température instantanée	61
G.C. ALESSANDRETTI (FIAT)	DRASC large bande	Température instantanée	62
R.M. GREEN (SANDIA)	DRASC large bande	Température instantanée	63
J.J. MARIE (CORIA, Rouen)	DRASC large bande	Température instantanée	64

Tableau I.3 : Récapitulatif des équipes utilisant la DRS et la DRASC comme techniques de diagnostics dans les moteurs à combustion interne.

Enfin en France, citons les travaux effectués par J.J MARIE et M.J COTTEREAU [64] sur un moteur commercial modifié pour permettre l'accès optique. Ils ont suivi par DRASC l'évolution de la température sur tout le cycle de combustion, d'abord pour un fonctionnement normal du moteur et ensuite pour un fonctionnement en présence de cliquetis.

Le tableau I.3 résume les résultats obtenus par les équipes utilisant la DRS (figure I.15) et la DRASC (figure I.16) comme techniques de diagnostic dans les moteurs à combustion interne.

2.3 - LA VELOCIMETRIE LASER

2.3.1 - Principe

La vélocimétrie laser, technique optique de mesure de vitesse locale et instantanée dans les écoulements fluides, ne nécessite pas, contrairement aux techniques traditionnelles, une sonde matérielle.

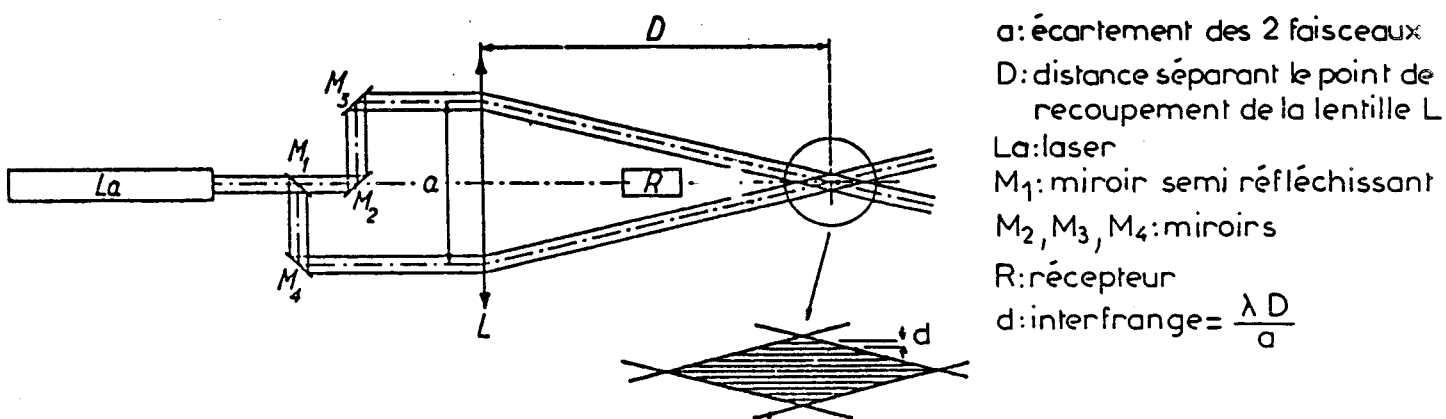


Fig: I.17 Vélocimètre à laser : principe.

Son principe de base est l'effet DOPPLER-FIZEAU qui se traduit par le changement de fréquence de la lumière diffusée par une particule en mouve-

ment. Dans la pratique la mesure directe de cette fréquence avec les photodétecteurs usuels n'est pas possible pour des gammes de vitesse de l'ordre de m/s .

La méthode la plus largement utilisée est appelée "système à faisceaux croisés" . La théorie peut être ramenée à une théorie interférométrique géométrique . Des particules submicroniques capables de suivre les filets d'air de l'écoulement, même en présence de fortes accélérations, traversent une succession de zones sombres et brillantes équidistantes (réseau de franges d'interférences). Le flux lumineux diffusé par les particules est ainsi modulé à une fréquence proportionnelle à leur vitesse de déplacement. La figure I.17 schématise une installation de vélocimétrie laser. Lorsque les deux faisceaux issus du même laser et ayant suivie des trajets différents se coupent, il se produit un phénomène d'interférences. Lorsqu'une particule traverse cette zone d'interférences, elle n'est éclairée que lors de son passage dans des plans lumineux. Un photodétecteur (R) couplé optiquement à la zone d'interférence reçoit la lumière diffusée périodiquement. Ce détecteur délivre alors un signal alternatif de fréquence $f=V/d$ directement proportionnelle à la valeur absolue de la vitesse V .

2.3.2 - Principaux travaux par vélocimétrie laser sur les moteurs

La figure I.18 illustre l'application de la vélocimétrie laser à un moteur .

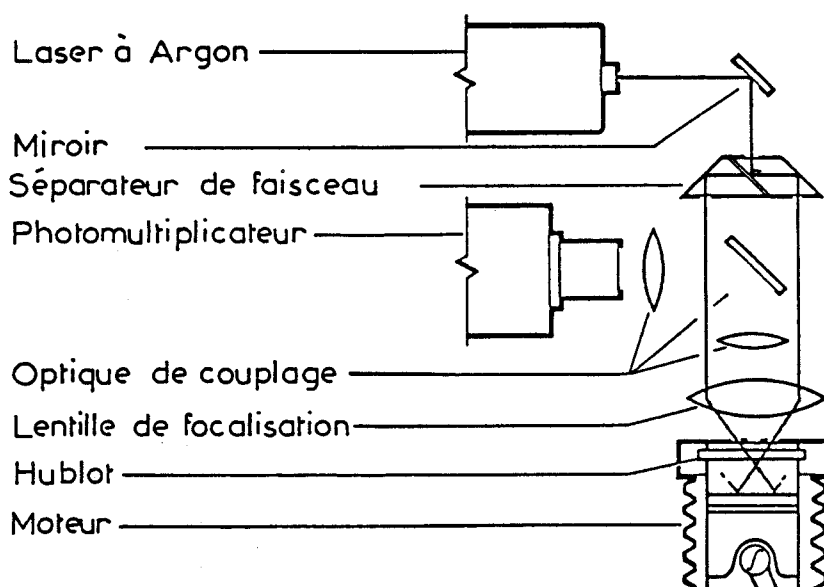


Fig: I.18 Application de la vélocimétrie laser à un moteur. [147]

L'utilisation de la vélocimétrie laser pour des mesures de mouvement de fluides, en précombustion, dans un moteur, a été entrepris aux Etats-Unis principalement par 3 équipes : les Laboratoires de Recherche de la General Motors [65,66,67], l'Université de PRINCETON [68,69,70,71,72,73], et les Laboratoires Nationaux de la SANDIA [44,74,75,76,77,78]. En Europe, les utilisateurs de cette technique sont essentiellement concentrés en Grande-Bretagne : Imperial College [79,80,81,82,83,84,85,86,87,88,89], AERE Harwell et Shell THORNTON [94,95,96,97,98, 100]. Récemment, plusieurs autres groupes, dont deux au Japon, ont commencé à publier [101,102,103,104,105].

De nombreuses équipes ont continué ces mesures durant le processus de combustion. Parmi eux, notons : T. ASANUMA et T. OBOKATA [106], R.B. RASK [107], G. WIGLEY et Coll. [108], R. STARKE et P. ROTH [109], P.O. WITZE et Coll. [110,111,112,113,114] et V. SPICHER et A. VELG [115].

2.4 - LES TECHNIQUES D'IMAGERIE

Pour contribuer à l'étude expérimentale des écoulements un certain nombre de procédés optiques sont utilisés. Les uns sont quantitatifs, ils conduisent à déterminer la répartition des densités ou des vitesses locales. D'autres procédés optiques sont seulement qualitatifs. Ce sont les procédés de visualisation. Ils permettent d'effectuer l'examen d'ensemble d'un champ aérodynamique.

Les deux méthodes les plus couramment employées pour visualiser les flux gazeux à l'intérieur d'un moteur expérimental sont l'ombroscopie et la strioscopie.

2.4.1 - L'ombroscopie

2.4.1.1 - Principe

Cette méthode de mise en oeuvre extrêmement simple consiste à éclairer la veine d'expériences, au moyen d'un faisceau de lumière issu d'une source quasi-ponctuelle (généralement une source de lumière blanche, afin d'accroître la luminosité) et à observer le phénomène par projection sur un écran convenablement placé.

Le principe de l'ombroscopie repose sur une modification de la répartition des éclairagements, modification provoquée par la convergence ou la divergence des faisceaux lumineux à la traversée du phénomène aérodynamique. La convergence produit un accroissement d'intensité dans la région A de l'écran, la divergence un assombrissement dans la région B (figure I.19).

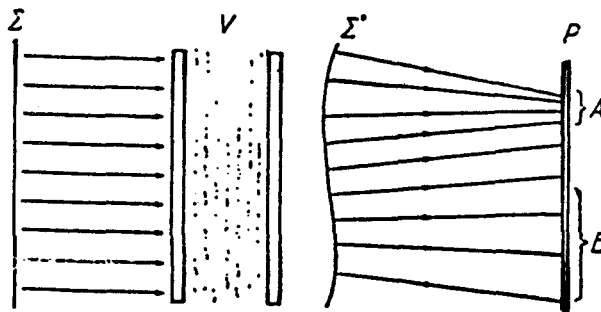


Fig:I.19 Visualisation par ombroscopie

2.4.1.2 - Principaux travaux d'ombroscopie sur les moteurs

Une application typique de la visualisation par ombroscopie laser à un moteur expérimental est illustré sur la figure I.20. Cette configuration maintenant généralisée dérive des travaux développés par F.V. BRACCO et ses collaborateurs [116,117] et P.O. WITZE et F.R. VILCHIS [118]. Elle permet la visualisation en temps réel des phénomènes de combustion. Elle utilise un laser continu et un modulateur acousto-optique pour sélectionner un pulse lumineux de largeur variable, qui éclairera le milieu à analyser pour une valeur déterminée de l'angle du vilebrequin.

Les travaux les plus récents [119,120] mettent à profit les progrès réalisés dans le domaine de l'imagerie pour enregistrer, stocker, traiter et exploiter les images obtenues. Bien que les résultats fournis par cette technique restent qualitatifs, ils ont prouvé être d'une grande utilité.

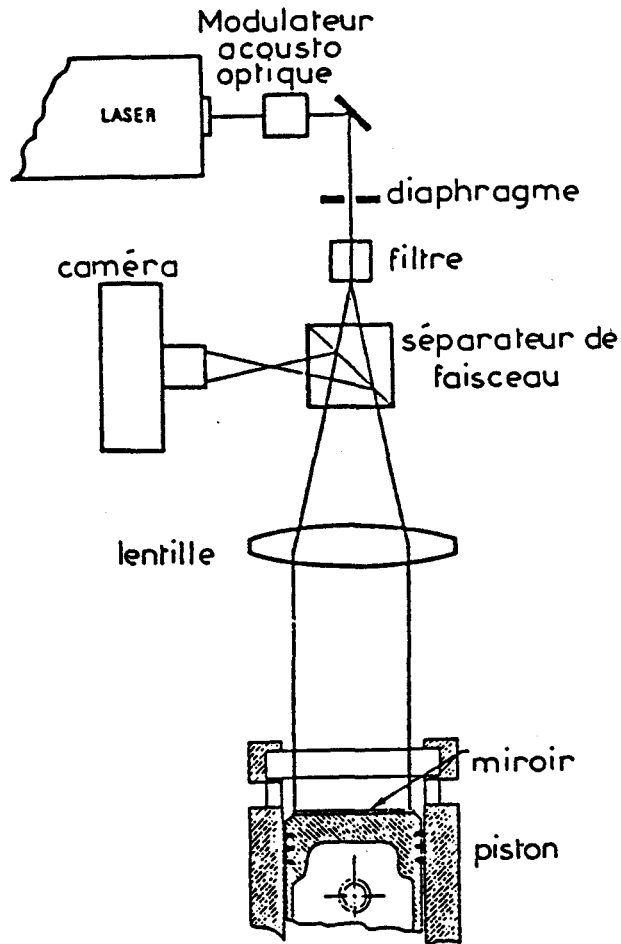


Fig: I.20 Visualisation des phénomènes de combustion par ombroscopie

2.4.2 - La Strioscopie

2.4.2.1 - Principe

Comme l'ombroscopie, la strioscopie repose sur l'effet de déviation des rayons lumineux à travers l'écoulement ; toutefois, elle en diffère essentiellement par le fait que les modifications d'éclairage dans l'image sont produites, non plus par un phénomène de concentration ou de dispersion d'énergie

lumineuse mais par l'utilisation d'un diaphragme strioscopique.

Pratiquement (figure I.21) un faisceau laser élargi traverse la chambre de combustion. Le faisceau est ensuite focalisé pour passer dans un filtre spatial qui sert à ajuster la sensibilité du système. Une lentille collimate le faisceau sur un écran dépoli. Une caméra rapide enregistre l'image formée sur l'écran.

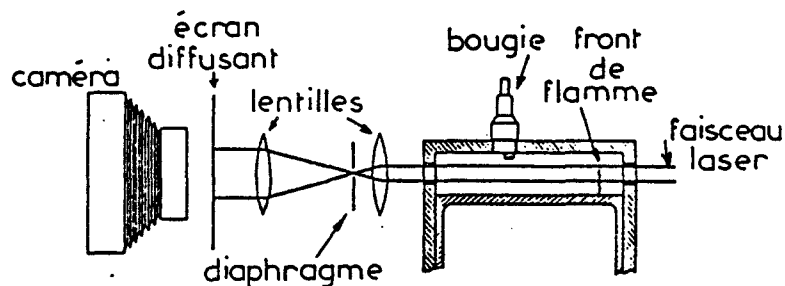


Fig:I.21 Dispositif de cinématographie rapide de strioscopie laser de flamme (d'après 128)

2.4.2.2 - Principaux travaux de strioscopie sur les moteurs

La strioscopie a été développée pour détecter l'arrivée de la flamme en un point mais aussi pour déterminer la vitesse locale de la flamme [99,121,122,123]. En effet, les gradients d'indice de réfraction élevés près du front de flamme, favorisent l'emploi de cette méthode.

Le développement de cette technique, a mené P.O. WITZE [127] à utiliser une barrette de photodiodes comme détecteur pour mesurer en temps réel la position de la flamme dans la chambre de combustion d'un moteur. Pour sa part, J.R. SMITH [128] a développé une technique de microstrioscopie pour observer les effets de la turbulence sur la structure de la flamme.

2.5 - AUTRES TECHNIQUES OPTIQUES

2.5.1 - La diffusion Rayleigh

La diffusion Rayleigh est un processus de diffusion élastique de la lumière. La lumière diffusée n'est pas modifiée en fréquence et de ce fait n'est pas spécifique de la molécule diffusante contrairement à la diffusion Raman. Elle se caractérise par une intensité plus élevée.

Cette technique peut donc être utilisée pour des mesures de densité globale mais pas pour des mesures de concentrations d'espèces moléculaires.

Des mesures de températures sont possibles en déterminant l'élargissement Doppler de la diffusion.

J.R. SMITH [129], utilise la diffusion Rayleigh pour faire les premières mesures in situ d'épaisseur de flamme turbulente dans un moteur. La configuration utilisée est représentée sur la figure I.22. Le faisceau laser est focalisé dans la chambre de combustion. L'image de la trace du faisceau laser est analysée au moyen d'une barrette de photodiodes après filtrage optique. Les variations d'intensité du signal lumineux sont proportionnelles aux variations de densité du gaz le long du faisceau laser.

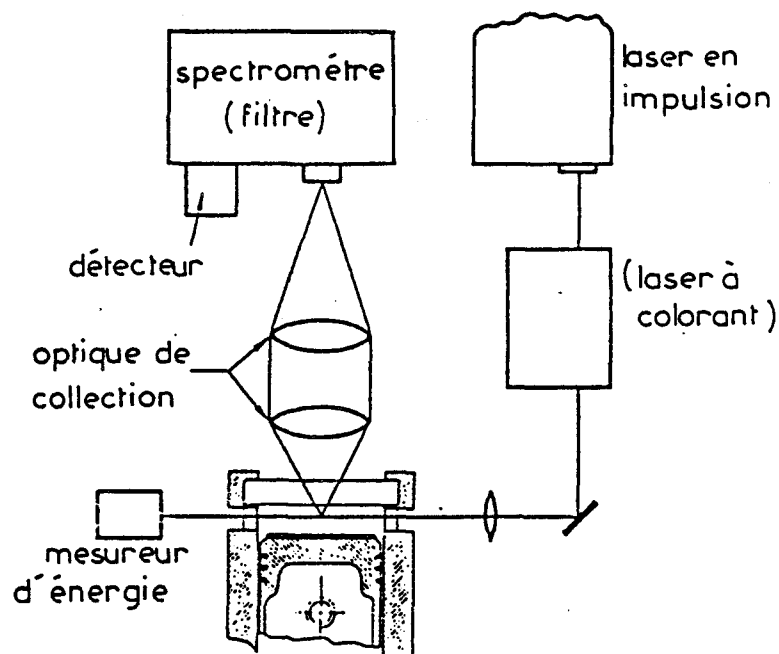


Fig.I.22 Configuration optique utilisable en diffusion Rayleigh, diffusion Raman et fluorescence induite par laser.

2.5.2 - Fluorescence induite par laser

La fluorescence induite par laser a aussi été proposée pour étudier le mélange des gaz frais avec les gaz résiduels dans la chambre de combustion d'un moteur. J.B. COLE et M.D. SWORDS [130] ont démontré le potentiel de cette technique en utilisant un traceur fluorescent (0,1 % NO_2 dans l'air) pour mesurer le degré de l'homogénéité du mélange (figure I.22).

Les molécules pouvant faire l'objet d'une étude par fluorescence induite par laser dans le cas de l'étude des phénomènes de combustion sont : C_2 , CH, CN, CS, NH, NO, OH, CH_2O , HCN, NH_2 et SO_2 . La fluorescence est donc un outil particulièrement intéressant pour l'étude des phases gazeuses en cours de combustion, car elle est spécifique d'une espèce radicalaire ou moléculaire et la section efficace de fluorescence est généralement supérieure de plusieurs ordres de grandeur à celle de la diffusion Raman spontanée.

2.5.3 - La Tomographie ou diffusion MIE

Une technique de visualisation du front de flamme à deux dimensions basée sur la diffusion MIE de particules dispersées dans le mélange combustible a été développée récemment par Thierry BARITAUD de l'Institut Français du Pétrole en collaboration avec Robert M. GREEN des Laboratoires Sandia. La technique est utilisée pour étudier la turbulence de flamme dans un moteur à allumage commandé [131].

Des particules sont injectées dans le mélange combustible lors de l'admission. Une "nappe" de lumière laser éclaire la phase gazeuse (figure I.23). Un dispositif optique collecte la lumière diffusée par effet MIE à travers une fenêtre de saphir disposée sur le haut de la chambre de combustion.

Cette technique est délicate à mettre en oeuvre (détection par intensificateur d'image et caméra à bas niveau lumineux, choix de la granulométrie des particules) et les images obtenues sont peu résolues spatialement pour les vitesses élevées du moteur, c'est à dire dans les conditions où la structure complexe de la flamme nécessite la plus grande précision.

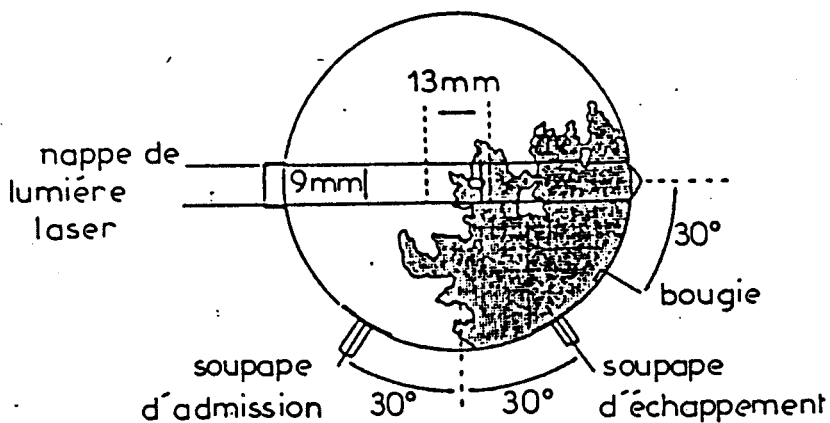


Fig: I.23 Visualisation 2D du front de flamme par diffusion MIE (vue de dessus) (d'après 131)

3 - APPORT DE LA SPECTROMETRIE RAMAN MULTICANALE

3.1 - PRINCIPE

Le schéma de principe d'une installation de spectrométrie Raman multicanale est donné sur la figure I.24 .

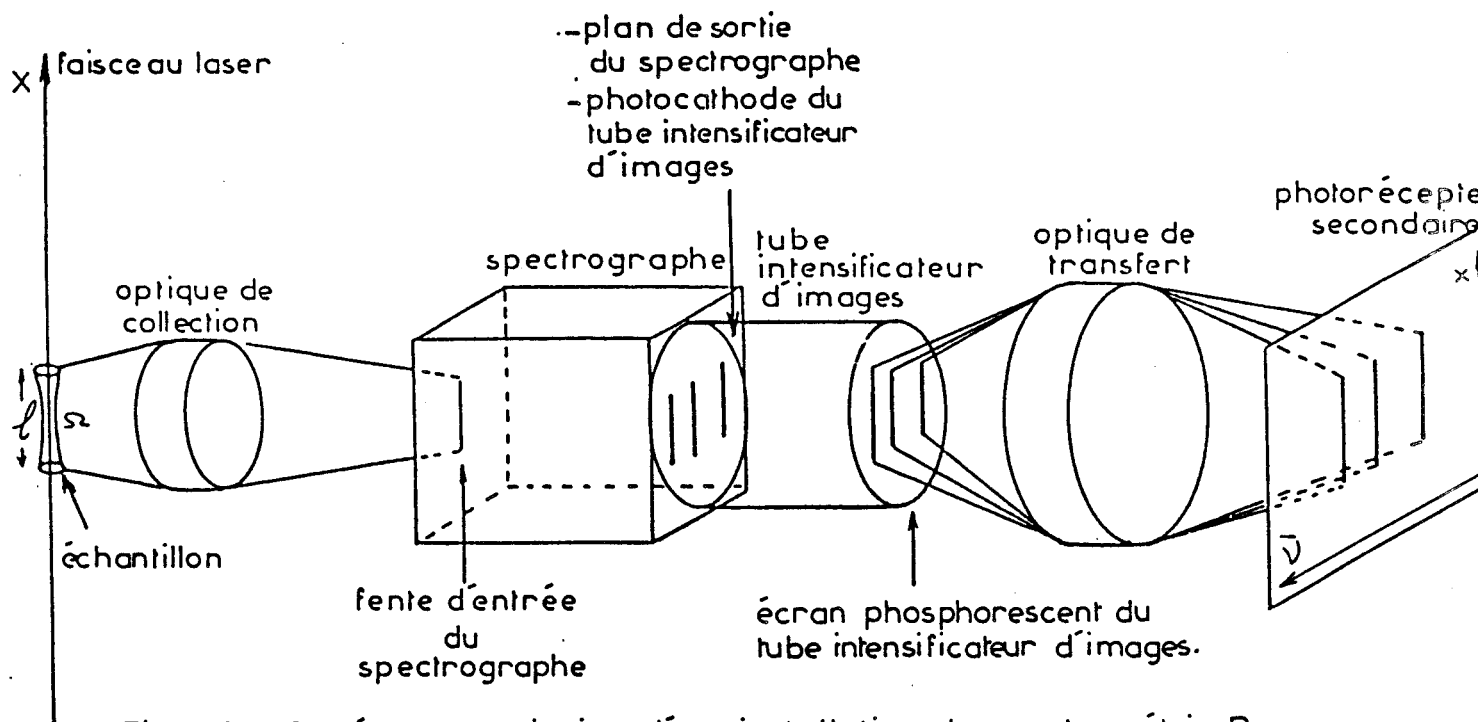


Fig: I.24 Schéma de principe d'une installation de spectrométrie Raman multicanale.

La lumière diffusée par un échantillon, après dispersion par le spectrographe, est focalisée sur la photocathode du tube intensificateur d'images qui assure la conversion de l'image photonique en une image électronique avec un rendement quantique qui peut atteindre 20 % au maximum de sensibilité de la photocathode. Cette image est transférée par l'optique électronique du tube intensificateur sur un écran phosphorescent où s'effectue une conversion électron-photon. L'image photonique apparaissant sur l'écran de sortie du tube est beaucoup plus intense que l'image primaire du fait que l'énergie des électrons a été considérablement augmentée par la tension d'accélération du tube intensificateur d'images. Le gain photonique d'un tel tube est de l'ordre de 100. On peut grouper plusieurs de ces tubes en série en couplant la photocathode du second à l'écran phosphorescent du premier au moyen de fibres optiques. Alors le gain photonique peut atteindre 10^6 .

L'image disponible sur l'écran phosphorescent du tube intensificateur d'images est alors transférée par des objectifs à grande ouverture ou par fibres optiques sur un photodétecteur secondaire dont le rôle est de mémoriser l'image spectrale. Ce photodétecteur secondaire est soit un tube analyseur de télévision, soit une barrette monodimensionnelle de photodiodes au silicium ou encore une matrice de photodiodes au silicium.

3.2 - SPECIFICITE

Le développement de la spectrométrie Raman multicanale en impulsion dans notre laboratoire depuis de nombreuses années [132] a permis l'étude "in situ" des phénomènes en évolution rapide sans perturbations [133,134,135].

Parmi les principaux avantages de cette technique, mis à profit pour notre étude, notons que :

- elle permet de sonder simultanément plusieurs espèces moléculaires.
- elle permet de détecter des hétérogénéités de distribution spatiale des espèces moléculaires le long de la trace diffusante du faisceau laser dans l'échantillon puisque chacune des raies spectrales est une image de cette trace diffusante.

- l'observation du spectre Raman pendant un temps court (15 ns) permet une très bonne discrimination du spectre d'émission de la phase gazeuse pendant la combustion. Le spectre d'émission n'affecte pas le rapport Signal/Bruit du spectre Raman détecté.

La source majeure de bruit qui limite la précision des mesures en spectrométrie Raman de flammes est l'émission lumineuse liée à la réaction de combustion. Beaucoup d'études par spectrométrie Raman ont été effectuées sur des flammes laminaires peu lumineuses telles que les flammes d'hydrogène [136,137,138] excitées par des sources laser continues.

L'étude des flammes lumineuses ou turbulentes nécessite quant à elle l'emploi de sources laser fonctionnant en impulsion couplées à une chaîne de détection obturable [139,140,141].

Nous allons donner un exemple pratique [136] qui démontre tout l'intérêt que peut offrir l'emploi d'un laser fonctionnant en impulsions en spectrométrie Raman multicanale.

M.BARJ a calculé le nombre de photons diffusés correspondant à la branche Q de l'azote arrivant sur le détecteur (photomultiplicateur) d'un spectromètre pour une flamme de propane à la pression atmosphérique contenant 60 % d'air. Pour une excitation continue (d'une durée d'une seconde par un laser à argon ionisé émettant à 488 nm, avec une puissance de 10 W), le nombre de photons Raman frappant la photocathode du détecteur est de l'ordre de $1,25 \cdot 10^7$ photons quand l'optique de collection de la lumière diffusée est ouverte à F/1.

La luminosité de la flamme de propane considérée est de l'ordre de 10^{-8} W/sr.cm³.nm [142]. Tous calculs effectués, on trouve que le nombre de photons émis par la flamme de propane arrivant sur le détecteur pendant une seconde et à la longueur d'onde où apparaît la raie de vibration de l'azote (2 nm de large) est de $3,7 \cdot 10^7$ photons, soit un chiffre environ trois fois supérieur au signal Raman. Ce fond lumineux apporte un bruit qui limite énormément la précision des mesures d'intensité des raies Raman.

Si nous considérons maintenant le cas de l'excitation en impulsions du

spectre Raman au moyen d'un laser YAG délivrant une impulsion de 1 Joule pendant 15 ns, toutes conditions antérieures restant identiques, le nombre de photons arrivant sur le détecteur est alors de l'ordre de $1,7 \cdot 10^6$ photons Raman.

Si conjointement à l'utilisation de ce laser en impulsions nous employons un détecteur obturable qui ne s'ouvre que pendant la durée d'excitation, le nombre de photons provenant du fond lumineux, vus par le détecteur est alors considérablement réduit. Ainsi, pour la même flamme de propane, le détecteur ne "voit" que quatre photons provenant du fond lumineux pendant 100 ns. Cet exemple simple illustre parfaitement tout le gain que l'on peut tirer de l'emploi simultané d'un laser fonctionnant en impulsion et d'un détecteur obturable. Cette technique permet de s'affranchir d'une grande partie de l'émission lumineuse de la flamme et d'observer la diffusion Raman avec un bon rapport signal sur bruit.

Il faut noter que l'on peut, grâce à cette méthode, analyser l'ensemble des éléments spectraux et spatiaux à l'aide d'une seule impulsion laser avec une résolution temporelle de quelques nanosecondes (durée de l'impulsion laser).

4 - PROBLEMES POSES PAR L'APPLICATION DES TECHNIQUES OPTIQUES D'ANALYSE

En évaluant les techniques analytiques citées dans les deux paragraphes précédents, nous avons classé chacune d'elles en fonction de leur caractère perturbateur. Excepté peut-être pour les capteurs de pression montés au ras des parois du cylindre, toutes les techniques autres que les techniques optiques introduisent des perturbations dans le fonctionnement du moteur.

Les mesures optiques nécessitent la présence de fenêtres pour permettre l'accès à la chambre de combustion et on peut s'interroger sur le bien-fondé du caractère non perturbateur des techniques optiques d'investigation.

Plusieurs types de moteurs ont été spécialement conçus de façon à effectuer des mesures optiques les plus représentatives possibles des phénomènes à étudier.

- Les chambres de combustion à soupapes "latérales" du type de la figure I.25 sont les plus simples à adapter pour des mesures optiques, la tête du cylindre n'étant pas encombrée par les soupapes. Cependant dans l'industrie automobile les moteurs à soupapes "latérales" sont complètement remplacés par la configuration

"soupapes en tête".

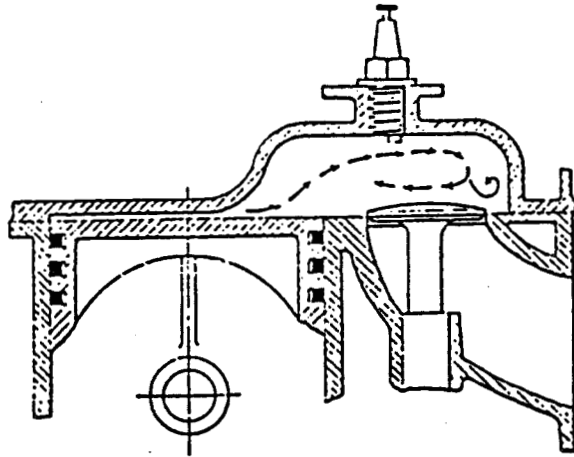


Fig:I.25 Moteur à soupapes latérales

- Pour permettre l'accès optique dans une chambre à "soupapes en tête" F.W. BOWDITCH [143] a développé une technique représentée sur la figure I.26, le piston spécial de forme allongée entaillé sur le côté, est terminé par une fenêtre optique. La phase gazeuse située dans la chambre est examinée par une caméra couplée optiquement au système par un miroir à 45° fixé sous le piston. Ce montage a permis de visualiser la chambre de combustion par strioscopie [144].

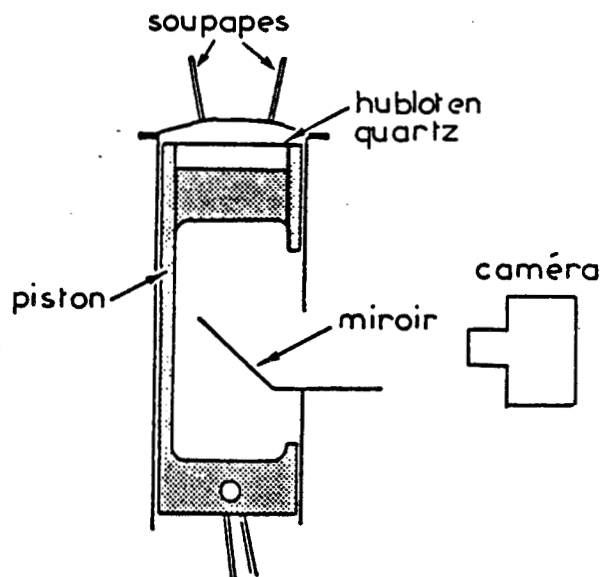


Fig:I.26 Technique optique d'investigation dans un moteur à soupape en tête. [143]

- Les équipes de recherche de la Général Motors ont opté pour un tel dispositif expérimental [145,146]. L'utilisation d'une seule soupape a permis la mise en place d'une fenêtre sur la partie supérieure du moteur (figure I.27). Cette soupape assure à la fois l'admission et l'échappement. Les deux flux gazeux sont séparés en sortie par une soupape rotative. Durant l'échappement, la partie située entre la première soupape et la soupape rotative est encore remplie de gaz de combustion qui sont ensuite réinjectés à l'admission suivante. Pour cette raison, l'allumage n'a pas lieu à chaque cycle. La présence de la fenêtre placée sur le piston a nécessité l'augmentation de la hauteur du volume mort de la chambre. Cette situation, typique pour les moteurs de recherches à "piston transparent", a pour conséquence d'accroître anormalement la concentration d'hydrocarbures imbrûlés à l'échappement.

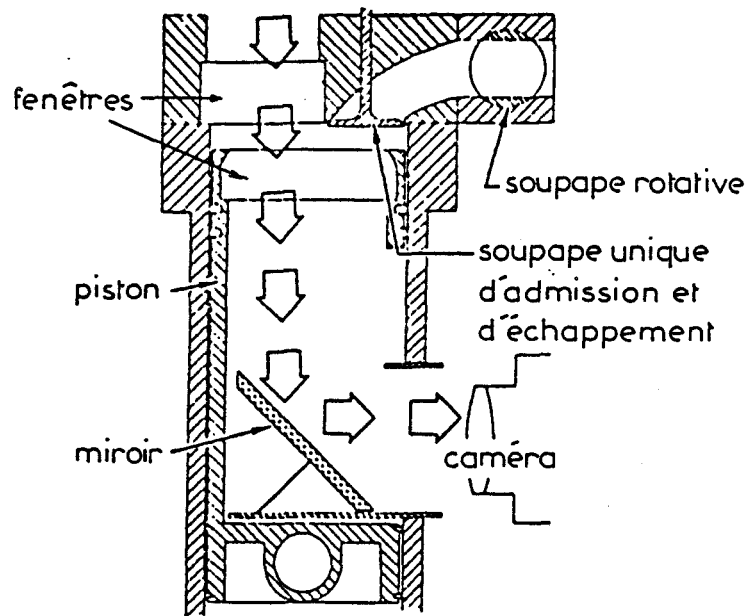


Fig:I.27 Moteur optique développé par la G.M.R [145,146]

- Le moteur des laboratoires SANDIA Livermore permet une vue totale à travers la tête du cylindre grâce à la disposition particulière des soupapes comme le montre la figure I.28 [44]. Cette chambre est aussi optiquement accessible sur

les côtés du cylindre. La hauteur importante du volume mort nécessaire pour permettre le déplacement des soupapes vers l'intérieur de la chambre est la cause directe du faible taux de compression. Evidemment, la dynamique des fluides dans le cylindre durant toute l'admission diffère énormément de ce qui se produirait si les soupapes étaient positionnées normalement en tête de culasse.

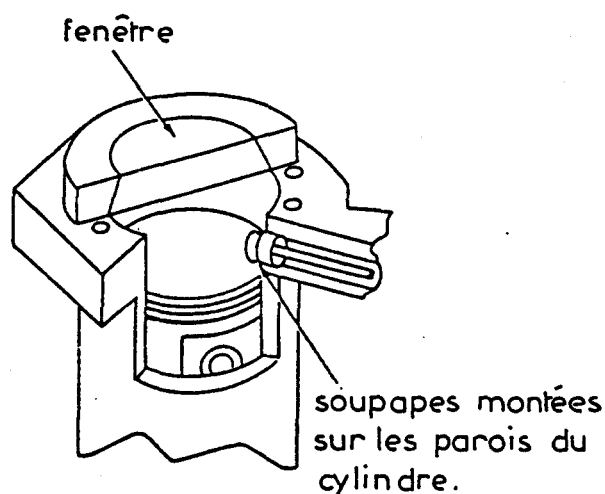


Fig: I.28 Moteur optique utilisé par la S.N.L.L . [44]

- le même genre de problème se pose sur le moteur utilisé à l'Université de Princeton. Comme précédemment les soupapes sont disposées sur les parois du cylindre. Le moteur comporte un piston transparent et un hublot au sommet de la culasse [117].

Enfin, pour différentes raisons ces moteurs à accès optique sont parfois "allumés" une fois tous les deux ou trois cycles de façon à purger les gaz résiduels du cylindre. Ces moteurs se caractérisent aussi par des taux de compression bas, donc très éloignés d'un moteur standard.

Moyennant l'utilisation de moteur "optiques" en recherche , il est clair qu'il est possible d'effectuer des mesures ayant par rapport aux systèmes à sonde

de prélèvement l'avantage de ne pas perturber l'évolution des fluides dans le cylindre. Cette technologie particulière conduit à des moteurs fonctionnant dans des conditions éloignées des conditions réelles de fonctionnement des moteurs commerciaux.

Evidemment, à partir du moment où aucune modification des phénomènes étudiés n'intervient, tous les systèmes décrits précédemment sont acceptables.

CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons fait le point sur les diverses techniques de diagnostics dans les moteurs.

Les techniques conventionnelles de type "sondes" restent très commodes à utiliser en raison de leur faible coût et de leur simplicité de mise en oeuvre. Elles ne donnent cependant que des informations globales sur les phénomènes étudiés.

Par contre, les techniques optiques permettent l'accès à des mesures non perturbatrices, très bien résolues spatialement, en particulier la spectrométrie Raman multicanale en impulsion. Leur emploi nécessite des moteurs équipés de fenêtres optiques.

Malgré tout, les techniques lasers vont prendre de plus en plus de place dans la recherche sur la combustion dans les moteurs. Elles ne remplaceront jamais complètement les techniques traditionnelles qui restent quand même plus abordables techniquement et financièrement.

En fait, en examinant les derniers travaux de recherches menés sur les moteurs, on s'aperçoit de la complémentarité de ces deux types de techniques.

CHAPITRE I

BIBLIOGRAPHIE

LES TECHNIQUES CONVENTIONNELLES

- 1 - R.B. KRIEGER, G.L. BORMAN
ASME paper 66-WA/DGP-4, 1966
- 2 - R.V. KERLEY, K.W. THURSTON
SAE Trans, Vol. 70, p. 5-30, 1962
- 3 - J.H. TUTTLE, R.R. TOEPEL
SAE Trans, Vol. 88, p. 1400-1412, paper 790388, 1979
- 4 - T. MIDGLEY,
SAE Journal, Vol. 7, p. 489-497, déc 1920
- 5 - T. MIDGLEY
SAE Trans, Vol. 15, p. 317-328, 1920
- 6 - R.E. GISH, J.D. Mc CULLOGH, J.B. RETZLOFF, A.T. MUELLER
SAE Trans, Vol. 66, p. 649-661, 1958
- 7 - W.L. BROWN
SAE Trans, Vol. 76, p. 50-71, 1967
- 8 - C.A. AMAM
SAE Technical, paper 850395, p.43-70, 1985
- 9 - W.E. MEYER, J.J. DECAROLIS
SAE Trans, Vol. 70, p.163-174, 1962
- 10 - K.C. TSAO, P.S. MYERS, O.A. UYEHARA
SAE Trans, Vol. 70, p. 136-145, 1962
- 11 - H.J. WIENKE, P.S. MYERS, O.A. UYEHARA
SAE paper 701A, 1963
- 12 - D. DOWNS, A.D. WALSH, R.W. WHEELER
Phil. Trans. of the Royal Soc. of London, series A, Vol. 243, p. 463-524, 1951
- 13 - G.M. RASSWEILER, L. WITHROW
SAE Journal (Trans), Vol. 36, p. 125-133, april 1935
- 14 - M.M. EL WAKIL, P.S. MYERS, O.A. UYEHARA
ASME Trans., Vol. 74, p. 255-264, 1952
- 15 - G.H. MILLAR, J.G. WINANS, O.A. UYEHARA
J. Optical Society of America, Vol. 43, p. 609-617, 1953

- 16 - M.C. BURROWS, S. SHIMIZU, P.S MYERS, O.A. UYEHARA
SAE Trans, Vol. 69, p. 514-528, 1961
- 17 - W.G. AGNEW
SAE Trans, Vol. 68, p. 495-513, 1960
- 18 - O.A. UYEHARA, P.S. MYERS, K.M. WATSON, L.A. WILSON
ASME Trans, Vol. 68, p. 17-28, 1946
- 19 - Y. MATSUI, J. KAMIMOTO, S. MATSUOKA
SAE Trans, Vol. 69, p. 3043-3055, paper 670468, 1967
- 20 - F. NAGAO, H. KAMIMOTO
SAE Trans, Vol. 70, p. 680-696, 1962
- 21 - W.T. LYN, E. VALDAMIS
J. of Photo. Sci., Vol. 10, p. 74-82, 1962
- 22 - J.P. SAWERY SIN, H. TOURBEZ, M. BRIDOUX, M. LUCQUIN
C.R. Acad. Sc. (Paris) 277 (C), 331, (1973 a)
- 23 - D. MACKENSIE, R.K. HONAMAN
SAE Trans, Vol. 15, p. 299-317, 1920
- 24 - K. SCHNAUFFER
SAE Journal (Trans), Vol. 34, p. 17-24, jan. 1934
- 25 - S. CURRY
SAE paper 647B, 1963
- 26 - S. CURRY
SAE Trans, Vol. 71, p. 628-646, 1963
- 27 - N.C. BLIZARD, J.C. KECK
SAE Trans, Vol. 83, p. 846-863, (paper 740191), 1974
- 28 - H.L. HORNING
SAE Journal, Vol. 8, p. 579-587, june 1921
- 29 - E.S. SEMENOV
Otdelenie Tekhnicheskikh Nauk, N.8, 1958
(NASA Technical Translation F.97, 1963)
- 30 - D.R. LANCASTER
SAE Trans, Vol. 85, p. 671-688, paper 760159, 1976
- 31 - E.G. GROFF, F.A. MATEKUNAS
SAE Trans, Vol. 89, p. 740-764, paper 800133, 1980
- 32 - S. OHIGASHI, Y. HAMAMOTO, S. TANABE
paper C134/71, Instr. Mech. Eng. Conference on Air Pollution Control in
Transport Engines, 1971

- 33 - T.AHMAD, J.P. MYER, E.G. GROFF
ASME Winter Annual Meeting, New Orleans, dec. 1984
- 34 - J.A. SPANOGLE, E.C. BUCKLEY
NACA Tech. Note N°454, March 1933
- 35 - L. WITROW, W.G. LOWELL, T.A. BOYD
Ind. Eng. Chem., Vol. 22, p. 945-951, sept. 1930
- 36 - D. DOWNS, A.D. WALSH, R.W. WHEELER
Phil. Trans. of the Royal Soc. of London, series A, Vol. 243, p. 463-524, 1951
- 37 - J.E. BENNETHUM, J.N. MATTAVI, R.R. TOEPEL
SAE Trans, Vol. 84, p. 2213-2238, paper 750849, 1975
- 38 - J.A. LORUSSO, G.A. LAVOIE, E.W. KAISER
SAE Trans, Vol. 89, p. 304-323, paper 800045, 1980
- 39 - S.HENNINGSEN, B. QVALE
SAE, paper 800104, 1980
- 40 - S.R. TURNS, G.L. BORMAN
Comb. and Flame, Vol. 39, p. 97-109, 1980
- 41 - S.C. JOHNSTON, R.M. GREEN
SAE paper 820499, 1982

DIFFUSION RAMAN SPONTANEE

- 42 - R.E. SETCHELL
Sandia Laboratories Report SAND 78-1220, August 1978
- 43 - S.C. JOHNSTON
SAE Trans, Vol. 88, paper 790433, p. 1608-36, 1979
- 44 - S.C. JOHNSTON, C.W. ROBINSON, W.S. RORKE, J.R. SMITH, P.O. WITZE
SAE Trans, Vol. 88, paper 790092, p.353-70, 1979
- 45 - S.C. JOHNSTON
SAE Trans, Vol. 89, paper 800136, p.786-807, 1980
- 46 - S.C. JOHNSTON, R.M. GREEN
SAE Trans, Vol. 91, paper 820499, p. 2077-90, 1982
- 47 - J.R. SMITH
AIAA Journal, Vol. 18, N°1, p. 118-20, 1980
- 48 - J.R. SMITH
"Laser Probes for Combustion Chemistry", D.R. Crosley Ed. (ACS Symposium series N°1347), p. 261-68, 1980
- 49 - J.R. SMITH
SAE Trans, Vol. 89, paper 800137, p. 808-16, 1980

- 50 - J.R. SMITH
AIAA, 13th Fluid and Plasma Dynamics Conf., paper AIAA-80-1359, July 1980
- 51 - J.R. SMITH, R.M. GREEN, C.K. WESTBROOK, W.S. PITZ
20th Symposium (International) on Combustion, August 1984
- 52 - W.D. WILLIAMS, J.W.L. LEWIS
Arnold Engineering Development Center Report N°AEDC-TR80-55, January 1981
- 53 - A.ZURLOYE, D.A. SANTAVICCA
AIAA 18th Thermophysics Conf., paper AIAA-83-1551, June 1983
- 54 - R.M. GREEN, J.R. SMITH, S.C. MEDINA
SAE International Congress and Exposition, paper 840378, February 1984

DIFFUSION RAMAN ANTI-STOCKES COHERENTE

- 55 - J.P. TARAN
Onera, TP72, 1982
- 56 - A.C. ECKBRETH, P.A. BONCZYCK, J.F. VERDIECK
"Progress in Energy and Combustion Science Pergamon Press", Vol. 5,
p. 253-322, 1979
- 57 - L.A. RAHN, P.L. MATTERN, R.L. FARROW
8th Symposium (International) on Combustion, p. 1533-1541, 1981
- 58 - I.A. STENHOUSE, D.R. WILLIAMS, J.B. COLE, M.D. SWORDS
Applied Optics, Vol. 18, p. 3819-25, 1979
- 59 - D. KLICK, K.A. MARKO, L. RIMAI
Applied Optics, Vol. 20, N°7, p. 1178-81, 1981
- 60 - L.A. RAHN, S.C. JOHNSTON, R.L. FARROW, P.L. MATTERN
"Temperature : Its Measurement and Control in Science and Industry", Vol.
5, (American Institute of Physics, New York), 1982
- 61 - K. KAJIYAMA, K. SAJIKI, H. KATAOKA, S. MAEDA, C. HIROSE
SAE Trans, Vol. 91, paper 821036, p. 3243-51, 1981
- 62 - G.C. ALESSANDRETTI, P. VIOLONO
J. Physic D, Appl. Phys., Vol. 16, p. 1583-94, 1983
- 63 - R.M. GREEN, R.P. LUCHT
Int. Symp. on Diagnostics and Modeling of Combustion in Reciprocating Engine,
Tokyo, Japan, September 1985
- 64 - J.J. MARIE, M.J. COTTEREAU
Symposium SAE, Détroit 1987

VELOCIMETRIE LASER

- 65 - R.B. RASK
"Laser Velocimetry and Particule Sizing", H.D. Thompson and W.H. Stevenson Eds. (Hemisphere, Washington), p. 251-60, 1979
- 66 - R.B. RASK
"Fluid Mechanics of Combustion Systems", T. Morel, R.P. Lohmann, and J.M. Rackley Eds. (ASME, New York) p. 11-20, 1981
- 67 - T.D. FANSLER
"Engineering Applications of Laser Velocimetry", H.W. Coleman and P.A. Pfund Eds (ASM, New York), p. 39-48, 1982
- 68 - T.M. LIOU, D.A. SANTAVICCA, F.V. BRACCO
"Laser Anemometry in Fluid Mechanics", R.J. Adrian, D.F.G Durao, F. Durst, H. Mishina, and J.H. Whitelaw Eds (LADOAN - Instituto Superior Tecnico, Lisbon), p. 179-94, 1982
- 69 - T.M. LIOU, D.A. SANTAVICCA
"Engineering Applications of Laser Velocimetry", H.W. Coleman and P.A. Pfund Eds. (ASME, New York), p. 33-37, 1982
- 70 - T.M. LIOU, D.A. SANTAVICCA
SAE Trans, Vol. 92, paper 83O419, p. 131-44, 1983
- 71 - T.M. LIOU, M. HALL, D.A. SANTAVICCA, F.V. BRACCO
SAE International Congress and Exposition, paper 840375, Detroit, February 1984
- 72 - A. GANY, J.J. CARREA, W.A. SIRIGNANO
AIAA 18th Aerospace Sciences Meeting, paper 80-0079, Pasadena, January 1980
- 73 - J.I. RAMOS, A. GANY, W.A. SIRIGNANO
AIAA J., Vol. 19, N°5, p. 595-600, 1981
- 74 - P.O. WITZE
"Laser Velocimetry and Ponticle Sizing", H.D. Thomspson and W.H. Stevenson Eds (Hemisphere, Washington), p. 239-50, 1979
- 75 - P.O. WITZE
SAE Trans, Vol 89, papêr 800132, p. 711-39, 1980
- 76 - P.O. WITZE
Proc. I. Mech. Conf. on Stratified Charge Automotive Engines, paper C 394/80, 1980
- 77 - P.O. WITZE
SAE Trans, Vol. 91, paper 820044, p. 166-75, 1982
- 78 - P.O. WITZE, J.K. MARTIN, C. BORGNACKE
SAE Trans, Vol. 92, paper 831697, p.786-96, 1983

- 79 - A.D. GOSMAN, A. MELLING, J.H. WHITELOW, P.WATKINS
Proc. I Mech. E., Vol. 192, p. 213-23, 1978
- 80 - P. HUTCHINSON, A. MORSE, J.H. WHITELOW
SAE Congress, paper 780061, Detroit, February 1978
- 81 - A.P. MORSE, J.H. WHITELOW, M. YIANNESKIS
J. Fluids. Engr., Vol. 101, p. 208-16, 1979
- 83 - A.P. MORSE, J.H. WHITELOW, M. YIANNESKIS
Proc. I. Mech. E., Vol. 194, N°31, p. 291-99, 1980
- 83 - A.P. MORSE, J.H. WHITELOW
Proc. R. Soc. Lond. A377, p. 309-29, 1981
- 84 - C. ARCOUMANIS, A.F. BICEN, J.H. WHITELOW
"Fluid Mechanics of Combustion Systems", T. Morel, R.P Lohmann, and J.M Rackley Eds. (ASME, New York), p. 21-27, 1981
- 85 - C. ARCOUMANIS, A.F. BICEN, J.H. WHITELOW
"Laser Anemometry in Fluid Mechanics", R.J. Adrian, D.F.G. Durao, F. Durst, H. Mishina, and J.H. Whitelaw Eds. (LODOAN - Instituto Superior Tecnico, Lisbon),p. 165-76, 1982
- 86 - C. ARCOUMANIS, A.F. BICEN? J.H. WHITELOW
SAE Passenger Car Meeting, paper 820750, Troy, June 1982
- 87 - C. ARCOUMANIS, A.F. BICEN, J.H. WHITELOW
J. Fluid Engineering, Vol. 105, p. 105-12, March 1983
- 88 - C. VAFIDIS
Proc. I. Mech. E., Vol. 1980, N°4, 1984
- 89 - C. ARCOUMANIS, A.F. BICEN, C. VAFIDIS, J.H. WHITELOW
SAE Fuels and Lubricants Meeting, paper 841360, Baltimore, October 1984
- 90 - G.WIGLEY, M.G. HAWKINS
SAE Trans, Vol. 87, paper 780060, p.178-86, 1978
- 91 - M.L. YEOMAN
Proc. Dynamic Flow Conference 1978, Marseille, France, May 1979
- 92 - W.J. CORKILL, K.J. BULLOCK, G. WIGLEY
Proc. I. Mech. E., paper C 402/80, p. 83-90, 1980
- 93 - G. WIGLEY, R. GLANZ
2nd Int. Symposium on Applications of laser Anemometry to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal, July 1984
- 94 - J.B. COLE, M.D. SWORDS
Applied Optics, Vol. 18, p. 1539-45, 1979
- 95 - J.B. COLE, M.D. SWORDS
17th Symposium (International) on Combustion, p. 1295-1303, 1979

- 96 - J.B. COLE, M.D. SWORDS
I. Mech. E., paper C102/79, p. 165-75, 1979
- 97 - J.B. COLE, M.D. SWORDS
SAE Trans, Vol. 89, paper 800043, p. 260-75, 1980
- 98 - J.B. COLE, M.D. SWORDS
J. Phys. D : Appl. Phys., Vol. 14, p. 1731-44, 1981
- 99 - J.B. COLE, M.D. SWORDS
18th Symposium (International) on Combustion, p. 1837-46, 1981
- 100 - M.D. SWORDS, G.T. KALGHATI, A.J. WATTS
SAE Trans, Vol. 91, paper 821220, p. 3826-37, 1982
- 101 - S. MATSUOKA, K. NAGAKURA, T. KAWAI, T. KAMIMOTO
SAE paper 800965, 1980
- 102 - D. KLICK, K.A. MARKO, D.J. RADZWION, L. RIMAI
SAE Congress and Exposition, paper 830417, Detroit, February 1983
- 103 - D.R. ZIMMERMAN
SAE Congress and Exposition, paper 830452, Detroit, February 1983
- 104 - W.F. BALL, H.F. PETTIFER, C.N.F. WATERHOUSE
Proc. I. Mech. E., Conf. on Combustion in Engineering, Vol. 1, paper C52183,
p. 163-74, Oxford, April 1983
- 105 - K. KAJIYAMA, K. NISHIDA, A. MURAKAMI, M. ARAI, H. HYROYASU
SAE International Congress and Exposition, paper 840518, Detroit, February
1983
- 106 - T. ASANUMA, T. OBOKATA
SAE Trans, Vol. 88, paper 790096, p. 401-9, 1979
- 107 - R.B. RASK
SAE Trans, Vol. 88, paper 790094, p. 371-82, 1979
- 108 - G. WIGLEY, A.C. PATTERSON, J. RENSHAW
"Fluid Mechanics of Combustion Systems", T. Morel, R.P. Lohmann, and J.M
Rackley Eds. (ASME, New York), p. 29-39, 1981
- 109 - R. STARKE, P. ROTH
2nd Intl. Symposium on Applications of Laser Anemometry to Fluid Mechanics,
Lisbon, Portugal, July 1984
- 110 - T.M. DYER, P.O. WITZE
"Laser Velocimetry and Particulate Sizing", H.D. Thompson and W.H. Stevenson
Eds (Hemisphere Press, Washington), p. 267-70, 1979
- 111 - P.O. WITZE, J.K. MARTIN, C. BORGNACKE
Comb. Sci. Tech., Vol. 36, p. 301-17, 1984
- 112 - P.O. WITZE, J.K. MARTIN, C. BORGNACKE
SAE International Congress and Exposition, paper 840377, Detroit, February
1984

- 113 - P.O. WITZE, J.K. MARTIN
2nd Intl. Symposium on Applications of Laser Anemometry to Fluid Mechanics,
Lisbon, Portugal, July 1984
- 114 - J.K. MARTIN, P.O. WITZE, C. BORGNAKKE
20th Symposium (International) on Combustion, Ann Arbor, August 1984
- 115 - U. SPICHER, A. VELJI
20th Symposium (International) on Combustion, Ann Arbor, August 1984

OMBROSCOPIE

- 116 - W.W. MARDEN, R.L. STEINBERGER, F.V. BRACCO
Rev. Sci. Instrum., Vol. 49, N°10, p. 1392-98, 1978
- 117 - R.L. STEINBERGER, W.W. MARDEN, F.V. BRACCO
SAE Congress and Exposition, paper 790093, Detroit, February 1979
- 118 - P.O. WITZE, F.R. VICHIS
SAE Trans, Vol.90, paper 810226, p. 979-91, 1981
- 119 - K. KOZUKA, A. SAITO, M. OTSUKA, K. KAWAMURA
SAE Trans, Vol. 90, paper 810753, p. 2299-309, 1981
- 120 - Y. IWASHITA, A. SAITO
SAE Trans, Vol. 92, paper 831696, p. 777-85, 1983

STRIOSCOPIE

- 121 - T.M. DYER
SAE Trans., Vol. 88, paper 790353, p. 1196-1216, 1979
- 122 - M. METGHALCHI, J.C. KECK
Comb. Flame, Vol. 38, p. 143-54, 1980
- 123 - G.T. KALGHATGHI, M.D. SWORDS
Comb. Flame, Vol. 39, p. 163-9, 1983
- 127 - P.O. WITZE
Sandia National Laboratories Report, SAND 84-8820, October 1984
- 128 - J.R. SMITH
"Flows in Internal Combustion Engines", T. Uzkan Eds. (ASME, New York),
p. 67-72, 1983

DIFFUSION RAYLEIGH

- 129 - J.R. SMITH
SAE Trans., Vol. 91, paper 820043, p. 150-64, 1982

FLUORESCENCE INDUITE PAR LASER

- 130 - J.B. COLE, M.D. SWORDS
J. Phys. D : Appl. Phys., Vol. 13, p. 733-45, 1980

DIFFUSION MIE

- 131 - T.A. BARITAUD, R.M. GREEN
SAE Technical, paper 860025, Detroit, February 1986

SPECTROMETRIE RAMAN MULTICANALE

- 132 - M. BRIDOUX, M. DELHAYE
Nouv. Rev. d'Optique Appl., 1, 23-24, 1970
- 133 - M. DELHAYE, M. BRIDOUX, F. WALLART
Journal of Molecular Structure, 79, p. 51-56, 1982
- 134 - J.P. SAWERYSYN, M. BARJ, M. BRIDOUX, A. CHAPPUT,
M. CRUNELLE-CRAS
Eighteenth Symposium International on Combustion, p. 1703-1707, 1981
- 135 - A. DEFFONTAINE, A. CHAPPUT, G. BUNTINX, M. BRIDOUX
Spectros. Int. J., 2, p. 69-78, 1983
- 136 - M. BARJ
Thèse 3ème Cycle, Lille, 1980
- 137 - R. GOULARD (Ed.), F. ROBBEN
Project SQUID Workshop proceedings, 1975
- 138 - S.M. SHOENUNG, R.E. MITCHELL
Comb. Fl., 35, 207, 1979
- 139 - M. BRIDOUX, M. CRUNELLE-CRAS, F. GRASE, L.R. SOCHET
. C.R. Acad. Sc. Paris, 286 (C), p. 573, 1978
. Proceeding of the IV th International conference on Raman spectroscopy,
Banglore (Inde), Heyden and Son Eds., 2, p. 256, 1978
- 140 - L.R. SOCHET, M. LUCQUIN, M. BRIDOUX, M. CRUNELLE-CRAS, F. GRASE
M. DELHAYE
Comb. and Flame, Vol. 36, p. 109-116, 1979
- 141 - M. BARJ, M. BRIDOUX, M. CRUNELLE-CRAS, F. GRASE, J.P. SAWERYSYN
L.R. SOCHET, H. TOURBEZ
Combustion in Reactive Systems, Progress in Astronautics and Aeronautics,
Vol. 76, p. 635-45, 1981

- 142 - A.C. ECKBRETH, P.A. BONCZYCK, J.F. VERDICK
Appl. Spec. Reviews, 13 (1), 15, 1978

LES MOTEURS A ACCES OPTIQUE

- 143 - F.W. BOWDITCH
SAE Trans, Vol. 69, p. 17-23, 1961
- 144 - F.A. MATEKUNAS
17th Symp. International on Combustion, p. 1283-93, 1979
- 145 - J.F. SINNAMON, D.R. LANCASTER, J.C. STEINER
SAE Trans, Vol. 89, p. 765-85, paper 800135, 1980
- 146 - E.G. GROFF, J.F. SINNAMON
SAE Trans, Vol. 91, p. 3838-55, paper 821221, 1982
- 147 - SANDIA TECHNOLOGY
SAND 82-2227, Vol. 7, N°1, February 1983

CHAPITRE II

ETUDE D'UNE INSTALLATION DE SPECTROMETRIE RAMAN LASER EN IMPULSION DESTINEE AU DIAGNOSTIC DANS LES MOTEURS

INTRODUCTION.....	71
1 - L'INSTALLATION DE SPECTROMETRIE RAMAN LASER MULTICANALE EN IMPULSION.....	72
1.1 - LE LASER.....	72
1.2 - LE SPECTROGRAPHE.....	73
1.3 - LE TUBE INTENSIFICATEUR D'IMAGES.....	75
1.4 - LES DETECTEURS MULTICANAU.....	76
1.4.1 - Le tube analyseur d'images.....	77
1.4.1.1 - Fonctionnement.....	77
1.4.1.2 - Caractéristiques.....	79
1.4.2 - La barette de photodiodes.....	80
1.4.2.1 - Fonctionnement.....	81
1.4.2.2 - Caractéristiques.....	82
1.4.2.3 - Modes d'utilisation.....	85
2 - ETUDE EXPERIMENTALE DE LA DYNAMIQUE DE LA CHAINE DE DETECTION A TUBE ANALYSEUR D'IMAGES.....	88
2.1 - DISPOSITIF EXPERIMENTAL.....	88
2.2 - ETUDE EXPERIMENTALE DE LA DYNAMIQUE.....	90
2.3 - EVALUATION DE LA PRECISION DES MESURES.....	91
3 - ETUDE EXPERIMENTALE DE LA REPOSE DE LA CHAINE DE DETECTION A BARETTE DE PHOTODIODES.....	93
3.1 - DISPOSITIF EXPERIMENTAL.....	93
3.1.1 - La cellule à gaz.....	93
3.1.2 - Le spectromètre.....	95
3.1.3 - Acquisition et traitement des spectres.....	96
3.1.3.1 - Electronique de lecture de la barette de photodiodes.....	96
3.1.3.2 - Système d'exploitation et de traitement des signaux	98

3.2 - RESULTATS EXPERIMENTAUX.....	100
3.2.1 - Linéarité de réponse de la chaîne de détection.....	100
3.2.1.1 - Mesure de densités numériques moléculaires élevées ($PN_2 \geq 2$ bars).....	102
3.2.1.2 - Mesure de densités numériques moléculaires faibles ($PN_2 \leq 2$ bars).....	104
3.2.2 - Précision des mesures	107
3.2.2.1 - Précision expérimentale.....	107
3.2.2.2 - Précision théorique	107
3.2.3 - Résolution spatiale	110
CONCLUSION	112

INTRODUCTION

Des mesures locales non perturbatrices des températures et des concentrations des espèces moléculaires sont essentielles afin de mieux connaître la propagation du phénomène de combustion à l'intérieur d'un moteur. Ainsi ces dernières années ont vu le développement des techniques optiques d'analyse mettant à profit la Diffusion Raman Antistokes Cohérente (DRASC) et la Diffusion Raman Spontanée, pour l'étude des combustions dans les flammes [1,2,3] et dans les moteurs. Mais jusqu'à maintenant aucune de ces techniques n'a été utilisée pour effectuer simultanément des mesures de profils de distribution spatiale de plusieurs espèces moléculaires .

C'est la raison pour laquelle en dépit de la faible intensité du phénomène de Diffusion Raman Spontané, une nouvelle technique d'analyse de la combustion dans un moteur a donc été développée au laboratoire : la spectroscopie Raman multicanale en impulsion résolue spatialement. Cette méthode permet l'observation simultanée de plusieurs raies spectrales donc de plusieurs espèces moléculaires localisées en différents points de la chambre de combustion d'un moteur et ceci au moyen d'un seul tir laser d'excitation.

Deux types de chaînes de mesures ont été développés pour cette étude. Leur utilisation pour des mesures quantitatives impose préalablement la parfaite connaissance de leurs caractéristiques de fonctionnement.

Nous avons donc entrepris toute une étude visant à mieux connaître la réponse générale d'une installation de spectrométrie Raman en impulsion destinée au diagnostic dans les moteurs.

1 - INSTALLATION DE SPECTROMETRIE RAMAN MULTICANALE EN IMPULSION

Il a été démontré dans le chapitre précédent tout l'intérêt que pouvait offrir l'emploi de la spectrométrie Raman multicanale en impulsion pour obtenir des spectres de diffusion Raman dans les flammes lumineuses.

Toutefois la faiblesse des signaux diffusés par les gaz présents dans une combustion impose un choix judicieux de composants optiques, d'un spectrographe très lumineux et d'une chaîne de détection très sensible [4].

Nous verrons quels éléments nous avons été amenés à choisir pour réaliser une installation de spectrométrie Raman multicanale en impulsion adaptée à notre étude sur les moteurs.

1.1 - LE LASER

Le laboratoire dispose d'un laser YAG déclenché de marque QUANTEL type NG24 doublé en fréquence, délivrant des impulsions d'une énergie de 1J à 532 nm, et de durée 15 ns [5]. Sa fréquence de récurrence est d'une impulsion toutes les trente secondes. Ce type de laser s'adapte parfaitement à la spectrométrie multicanale en impulsion pour l'étude des milieux à faible concentration moléculaire. Toutefois les très grandes puissances lumineuses mises en jeu dans ce type de laser (de l'ordre de plusieurs dizaines de Mégawatt) peuvent parfois gêner l'observation de la diffusion Raman spontanée. En effet, au point de focalisation du faisceau laser, le champ électrique de l'onde lumineuse peut avoir une intensité suffisante pour ioniser le milieu analysé. Il s'ensuit une émission lumineuse qui interdit l'observation du spectre Raman ("claquage"). Ces phénomènes de "claquage" se produisent d'autant mieux que le milieu est dense. Dans le cas d'un milieu en combustion, des particules solides imbrûlées peuvent favoriser grandement ces "claquages".

Il faudra également prendre soin de ne pas trop concentrer le faisceau au niveau des fenêtres optiques d'entrée et de sortie de la chambre de combustion du moteur, car les éventuelles irradiances élevées ne manqueraient pas de provoquer une rupture des fenêtres optiques.

1.2 - LE SPECTROGRAPHE

Nous avons été amenés à adapter à notre étude un spectrographe existant au laboratoire. Il s'agit d'un polychromateur à un seul étage constitué d'un réseau holographique plan comportant 1200 traits/mm de dimensions 90x90 mm et de deux objectifs disposés à l'entrée (collimateur) et à la sortie (objectif de chambre) permettant d'avoir une configuration optique stigmatique dans les directions perpendiculaire et parallèle à la fente d'entrée.

Le collimateur est un objectif astronomique de type CLAVE de 608 mm de longueur focale, ouvert à F/6. En sortie, nous avons utilisé un objectif de longueur focale 210 mm. Le choix du nombre de traits du réseau et de la longueur focale de l'objectif de chambre nous permet de définir la résolution et le champ spectral d'analyse désirés. Cette combinaison optique conduit à une dispersion linéaire de 39 Å/mm, soit une dispersion linéaire réciproque de 136 cm⁻¹/mm, au voisinage de la radiation de longueur d'onde 532 nm. Le schéma de ce spectrographe est donné sur la figure II.1.

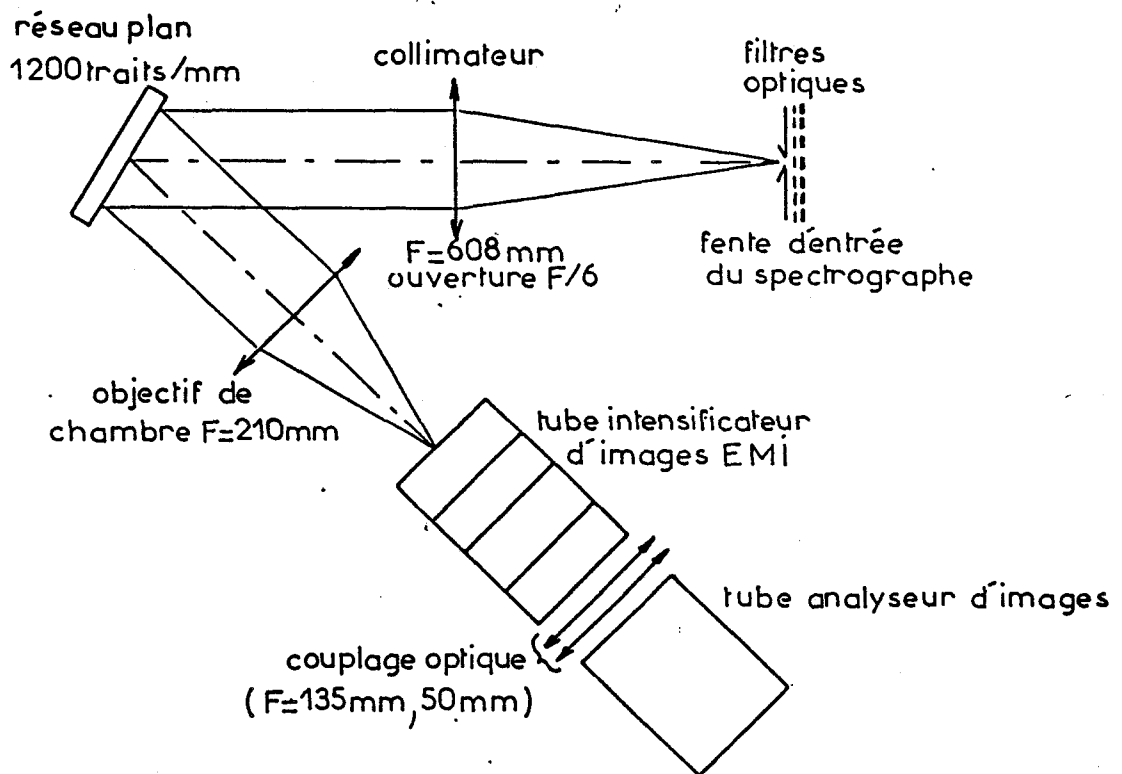


Fig:II-1 Schéma du spectrographe

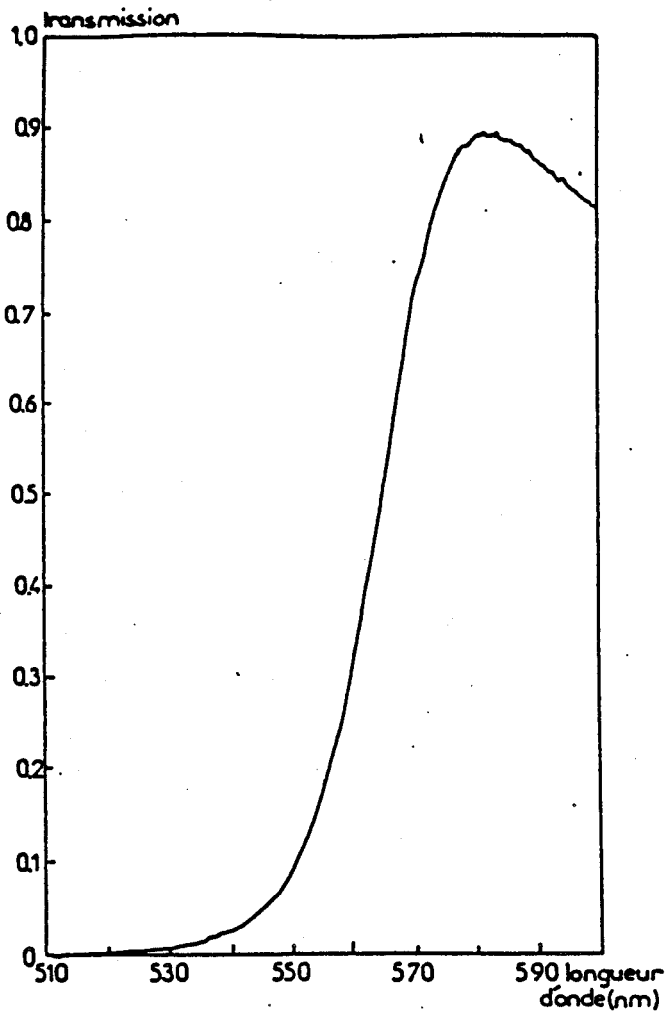


Fig:II-2 Courbe de transmission du filtre interférentiel Ealing.

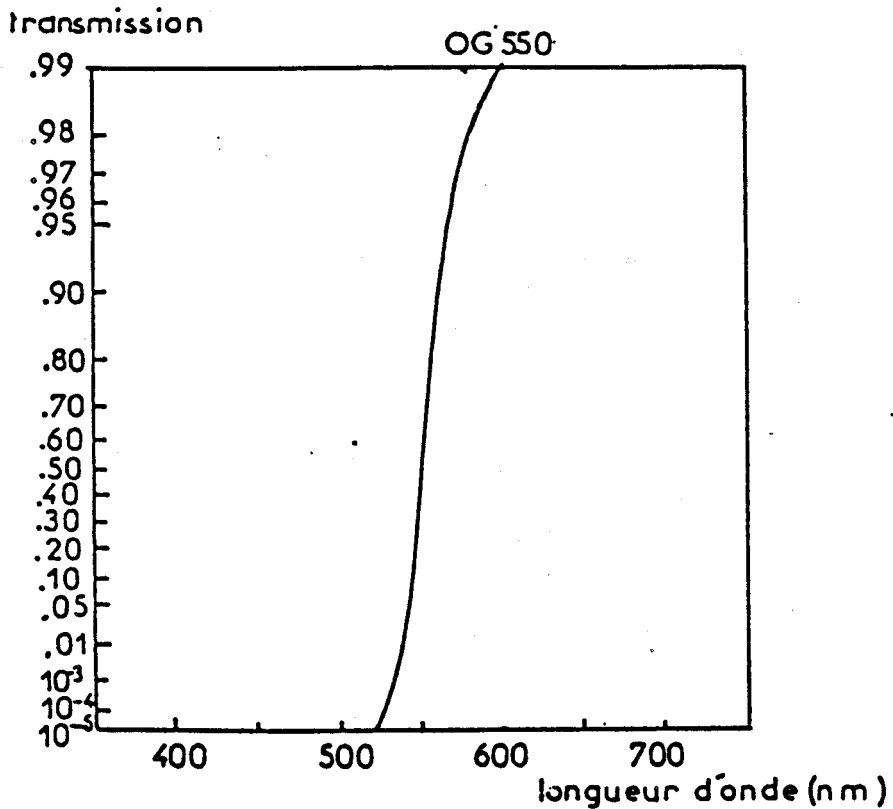


Fig:II-3 Courbe de transmission du filtre Schott OG 550

Une grande partie de la lumière diffusée sans changement de longueur d'onde (Diffusion Rayleigh) et des réflexions de la raie excitatrice sont éliminées par un filtre interférenciel EALING référencé LOW UV 560 suivi d'un filtre SCHOTT référencé OG 550 placés devant la fente d'entrée du spectrographe. Les courbes de transmission de ces deux filtres sont données sur les figures II.2 et II.3.

Ce spectrographe est peu lumineux, mais il est bien adapté à notre étude car il possède peu d'aberrations de stigmatisme, qualité indispensable pour des études résolues spatialement.

1.3 - LE TUBE INTENSIFICATEUR D'IMAGES

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent son rôle est de transformer une image optique primaire à densité photonique faible en une image optique secondaire à densité photonique élevée tout en respectant les caractéristiques géométriques et photométriques de l'image primaire et en générant le minimum de signaux parasites. Il doit en outre permettre le fonctionnement en mode obturé.

Le tube EMI à quatre étages, type 9912 utilisé répond parfaitement à ces spécifications. Ses principales caractéristiques [6] sont :

- un gain photonique de 4.10^6 à 35 KV au voisinage de $\lambda = 440 \text{ nm}$
- un bruit thermique au niveau de la photocathode de l'ordre de 200 électrons/cm².sec.
- une tension de blocage du tube de 4 KV
- une distorsion de 2 % à 20 mm du centre de l'écran
- une résolution minimale de 20 paires de lignes/mm au centre de l'écran
- une fenêtre d'entrée en saphir d'un diamètre utile de 47 mm, permettant son utilisation dans le domaine de l'U.V;
- une photocathode de type S20 ayant une réponse spectrale étendue

dans le rouge, présentant un maximum de sensibilité à 420 nm (figure II.4).

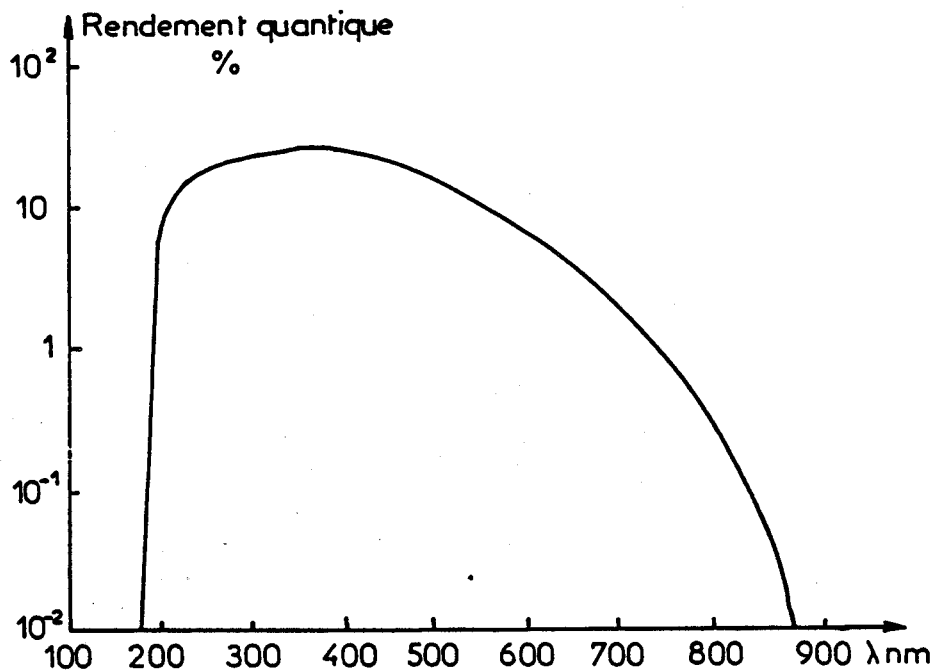


Fig:II-4 Rendement quantique de la photocathode du tube intensificateur d'images EMI en fonction de la longueur d'onde. 161

1.4 - LES DETECTEURS MULTICANAUX

L'image spectrale issue du tube intensificateur est projetée au moyen de deux objectifs montés tête-bêche (respectivement de 135 mm et 50 mm de longueur focale) :

- soit sur la photocathode d'un tube analyseur d'images de télévision
- soit sur une barrette de photodiodes.

1.4.1 - Le tube analyseur d'images

Il existe deux catégories de tubes analyseurs d'images adaptés à la détection de phénomènes lumineux très faibles : les tubes S.E.C et les tubes S.I.T. [7], les seconds présentent une sensibilité 10 fois plus grande et une meilleure résistance aux éclairagements intenses que les premiers. Ils sont donc mieux adaptés à notre étude.

1.4.1.1 - Fonctionnement (Figure II.5)

Les photons arrivant sur la photocathode (S20) d'un tube S.I.T. donnent lieu à une émission d'électrons qui accélérés et focalisés frappent une cible où ils se multiplient et s'accumulent. Cette cible constituée d'un matériau semi-conducteur garde l'image électronique du spectre sous forme d'une répartition de charges électriques. La lecture de ces charges mémorisées sur la cible est effectuée au moyen d'un faisceau d'électrons lents qui balaie la cible séquentiellement (25 lectures par seconde) et transforme l'image électronique en signaux électriques vidéo.

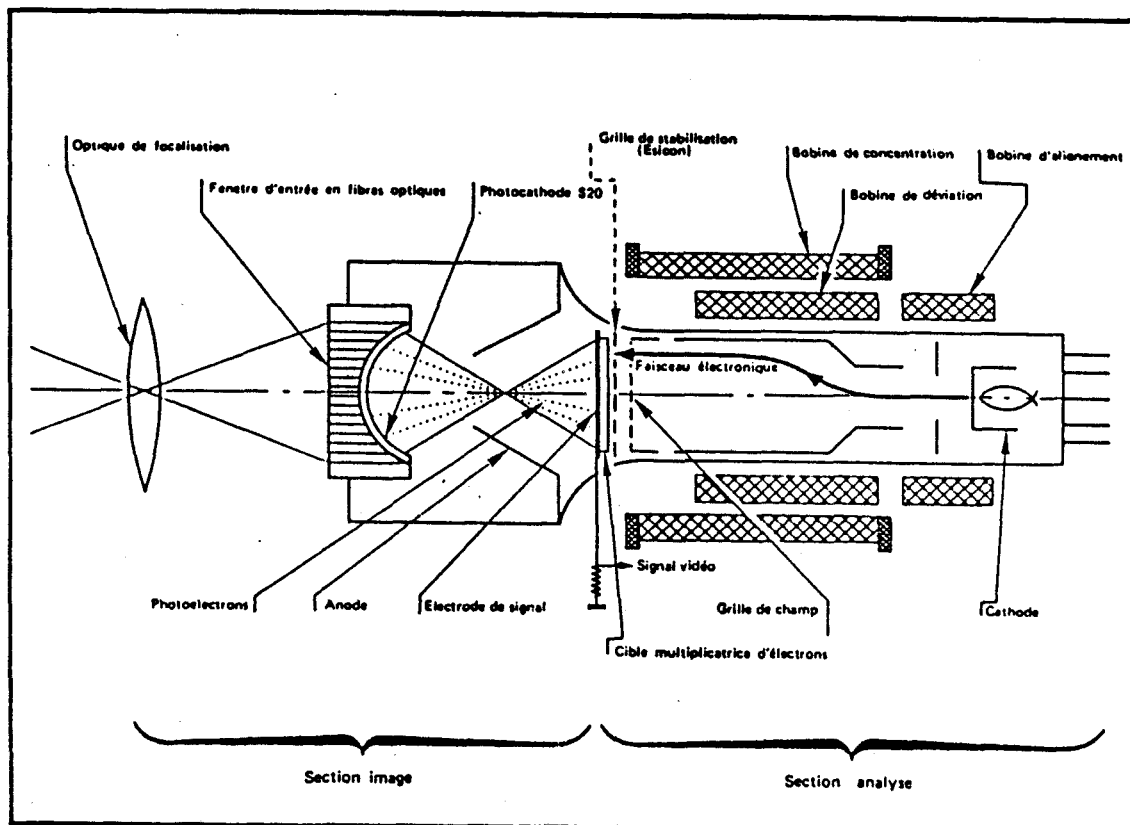


Fig:II-5 Schéma de principe d'un tube analyseur d'images.

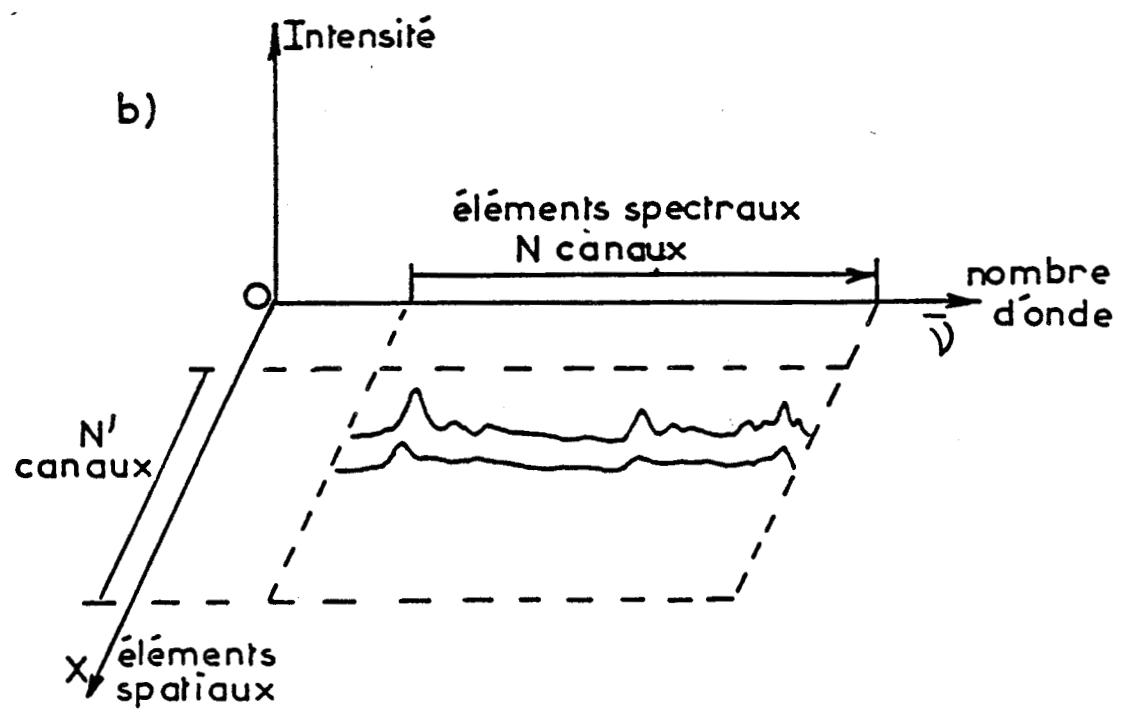
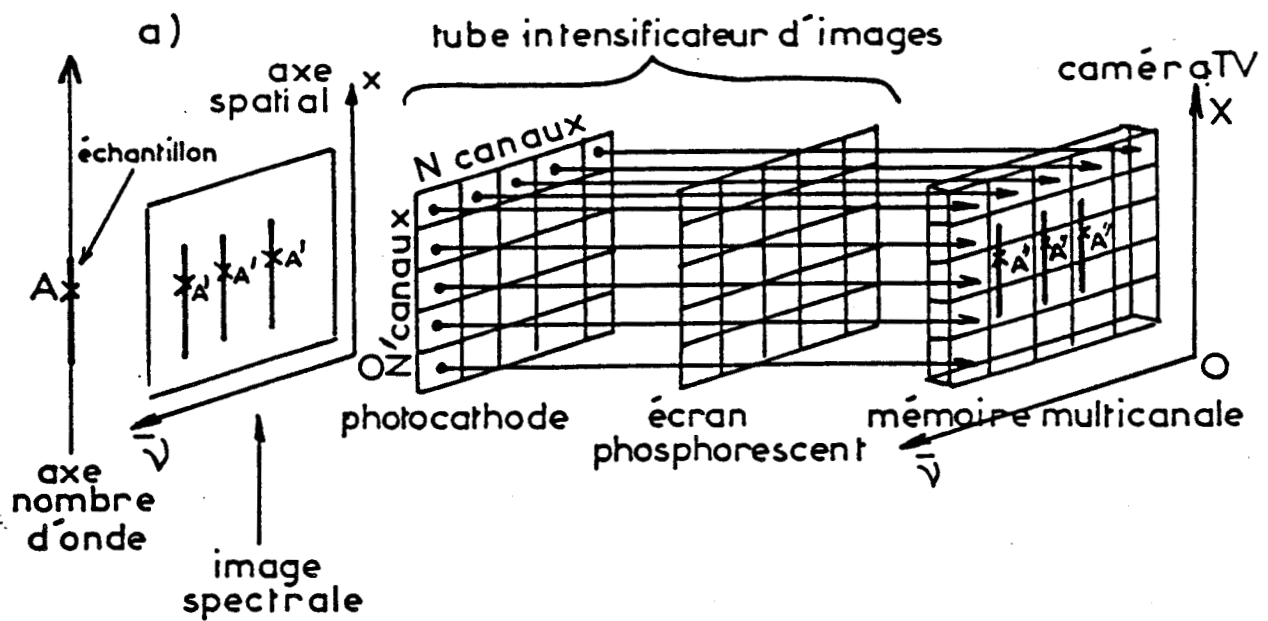


Fig:II-6 Principe de fonctionnement d'un tube analyseur d'images.

Le nombre élevé de canaux de détection de ces tubes analyseurs d'images permet l'analyse simultanée des éléments spectraux en plusieurs points de l'échantillon (figure II.6a). Le signal mémorisé sur la cible du tube analyseur d'images comporte trois sortes de renseignements (figure II.6b) :

- la situation d'un élément spectral repérée sur l'axe $O\bar{V}$ permet de caractériser la nature de l'édifice chimique présent dans l'échantillon ;

- l'intensité de ce signal (axe OI) est directement proportionnelle à la concentration de l'édifice chimique présent dans l'échantillon.

- la situation repérée le long de l'axe OX renseigne sur la localisation de l'édifice chimique dans l'échantillon puisque le signal présent en A'' sur la cible du tube analyseur d'images est corrélé à un élément bien déterminé A de l'échantillon.

1.4.1.2 - Caractéristiques

Les principales qualités d'un tube S.I.T. [8] sont sa faible rémanence, sa bonne résistance aux éclaircissements intenses et surtout sa grande sensibilité ($200 \mu A/lm$) qui permet de faire fonctionner le tube intensificateur en dessous de son gain maximum donc à tension modérée et par conséquent de minimiser le bruit dû à l'ionisation des gaz résiduels à l'intérieur de celui-ci.

En effet, pour des valeurs élevées de la tension appliquée au tube intensificateur d'images, le champ électrique est suffisant pour que soit atteint le potentiel d'ionisation des molécules de gaz résiduels. Les ions ainsi créés donnent lieu au niveau de la photocathode à une émission électronique importante.

Il faut toutefois remarquer que la faible dynamique (rapport du signal de saturation au plus petit signal détectable) de ces tubes analyseurs d'images [9], de l'ordre de 20, devient gênante lorsqu'on veut analyser simultanément deux espèces moléculaires ayant des concentrations ou des sections efficaces très différentes.

1.4.2 - La barrette de photodiodes

La barrette de photodiodes de marque RETICON [10] que nous avons utilisée comporte 1024 photodiodes au silicium. Chacun des éléments photosensibles est constitué d'une jonction semi-conductrice p-n, obtenue par diffusion d'une zone de type p sur un substrat de silicium de type n. Le tout est recouvert d'une couche protectrice de SiO_2 . (figure II.7.b).

Ces jonctions de $13 \mu\text{m}$ de large et de $2,5 \text{ mm}$ de haut sont réparties régulièrement tous les $25 \mu\text{m}$ avec un espace de type n entre chaque diode. (figure II.7.a). La densité en photodiodes est alors de 40 photodiodes par millimètre. L'ensemble des 1024 photodétecteurs a une longueur de $25,6 \text{ mm}$.

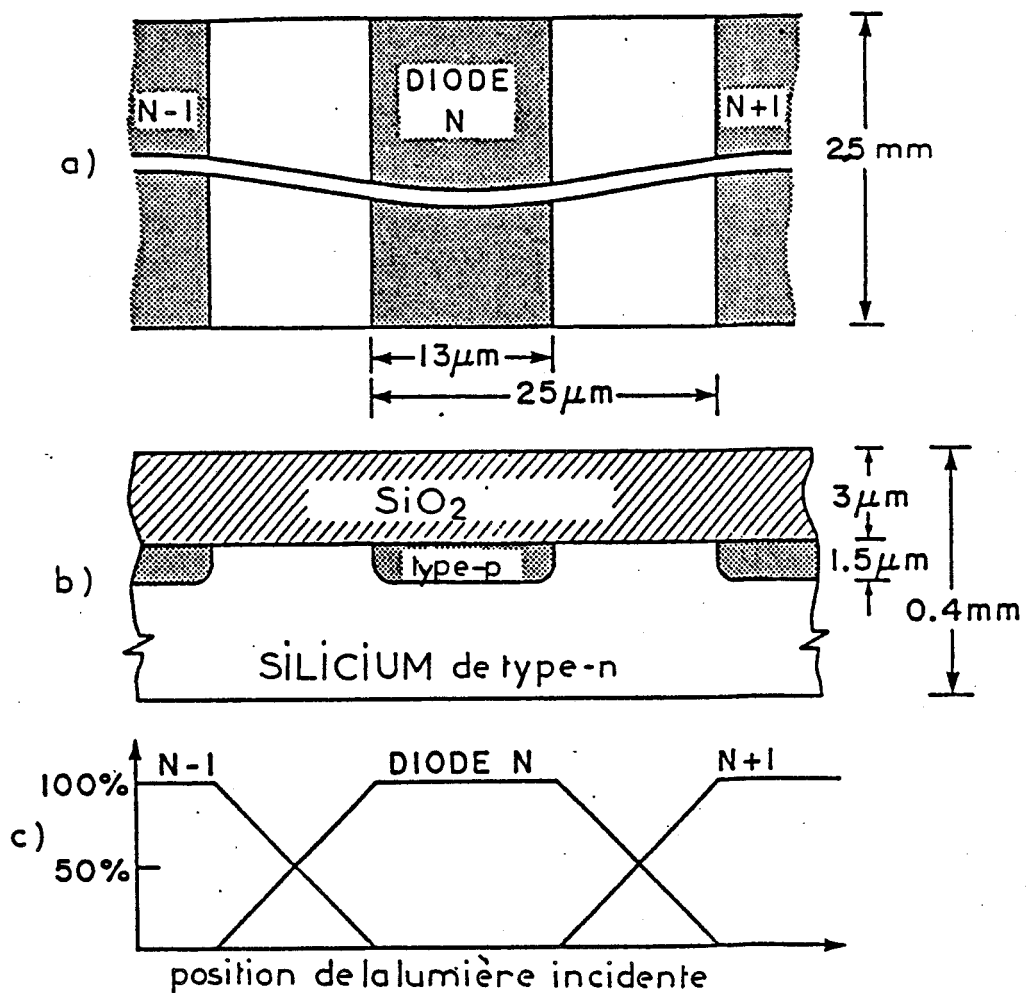


Fig:II 7 a) b) Géométrie de la barrette de photodiodes
c) Répartition des charges en fonction de la position de la lumière incidente.

1.4.2.1 - Fonctionnement

En réalité, une barrette de photodiodes est constituée de deux rangées de photodiodes identiques. L'une est active, la seconde a été rendue optiquement inactive. Le rôle principal de ces diodes aveugles est d'éliminer par soustraction les signaux parasites qui apparaissent lors de la lecture séquentielle des diodes actives .

Chacune de ces diodes est associée à une capacité de stockage de charges électriques et à un commutateur MOS qui en permet la lecture (figure II.8) . Lors de l'éclairement d'une région de type p d'une photodiode, des paires électron-trou sont créées, se répartissent entre les deux diodes adjacentes et déchargent leur capacité. La réponse d'un tel système est donné sur la figure II.7.c [11] . Les charges électriques négatives sont collectées et stockées dans les zones de type p pendant la période d'intégration.

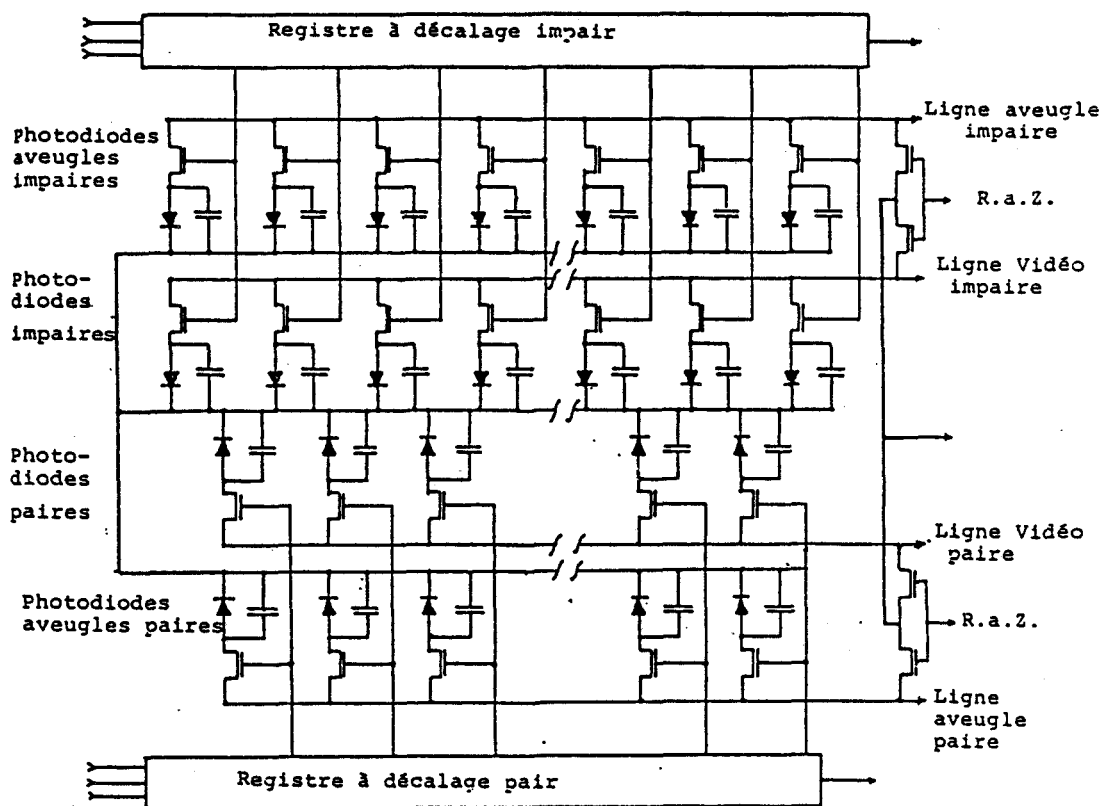


Fig:II 8 Schéma équivalent de la barrette de photodiodes Réticon.

A la fin de cette période, les photodiodes sont connectées séquentiellement à la ligne vidéo par l'intermédiaire d'un interrupteur MOS commandé par un multiplexeur. Chaque capacité est rechargée à sa valeur initiale.

La barrette fonctionne donc en deux temps, un temps durant lequel elle est exposée à la lumière, appelé temps d'intégration, et un temps de lecture séquentielle de chaque diode. Le signal vidéo d'une barrette de N photodiodes est constitué d'un train de N impulsions très brèves, dont les intensités sont proportionnelles au nombre de photons reçus par les photodiodes correspondantes.

1.4.2.2 - Caractéristiques

* Réponse spectrale

La figure II.9 représentant la variation du rendement quantique en fonction de la longueur d'onde permet de mettre en évidence la supériorité des photodiodes [12] sur les photocathodes.

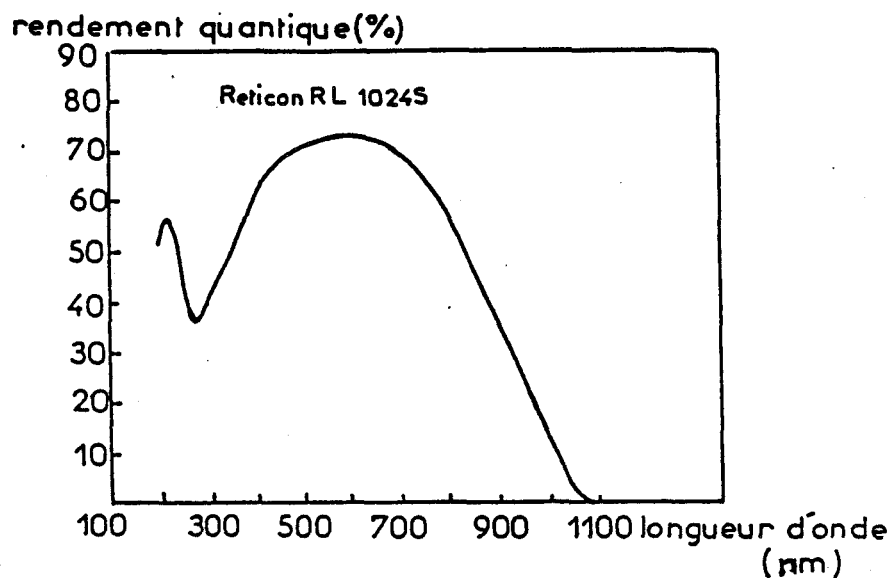


Fig:II-9 Rendement quantique de la barrette de photodiodes Réticon

En effet ce détecteur est sensible dans une plage de fréquences s'étalant de 200 nanomètres à 1100 nanomètres avec un rendement quantique qui atteint presque 80 % à 700 nm.

De plus dans la région 400-1100 nm, son rendement quantique est supérieur à celui de n'importe quelle photocathode (figure II.10), [13].

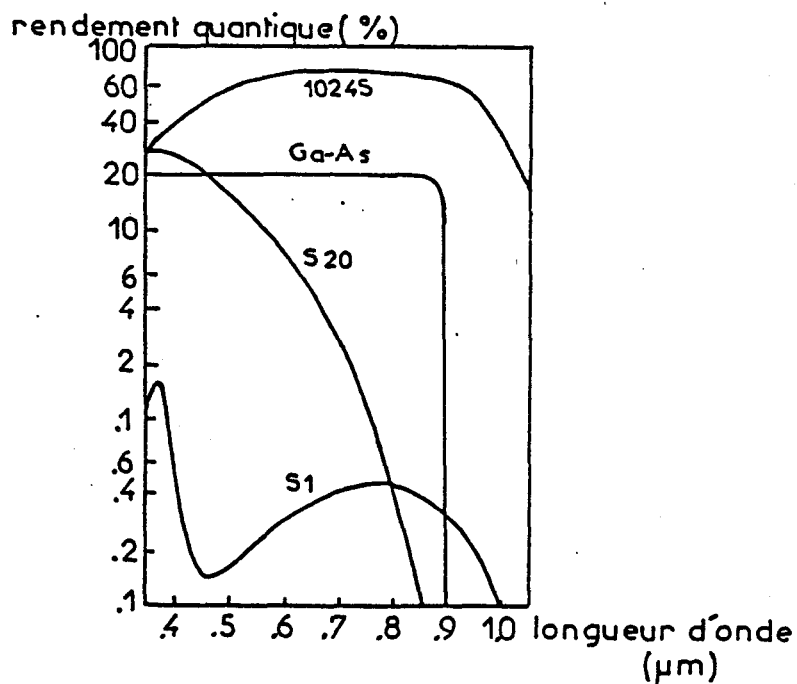


Fig: II-10 Rendement quantique de la barrette de photodiodes comparé à celui de différentes photocathodes [13].

* La dynamique

La dynamique d'une photodiode de la barrette est définie comme le rapport du signal le plus élevé qu'elle peut détecter au bruit associé à la lecture de cette diode. Le signal le plus élevé est celui qui provoque la saturation soit $8,8 \cdot 10^7 e^-$. Le bruit de lecture d'une diode est quant à lui voisin de $2,7 \cdot 10^3 e^-$ pour une température de $-20^\circ C$ et un temps d'intégration de 1s [14]. La dynamique est donc de $3,2 \cdot 10^4$ pour un temps d'intégration de 1s.

Comparativement à la dynamique des tubes S.I.T., on voit que ce détecteur est particulièrement bien adapté à l'analyse simultanée d'espèces ayant des concentrations très éloignées.

Notons toutefois que cette grande dynamique des photodiodes sera dans notre montage, limitée par celle du tube intensificateur d'images placé en amont.

** Stabilité*

La structure des assemblages linéaires de photodiodes confère à ces détecteurs une grande stabilité de positionnement géométrique. De ce point de vue ce type de détecteur est très supérieur aux tubes analyseurs d'images de type S.I.T. dont les positionnements des canaux de détection sont tributaires de la stabilité et de la reproductibilité du dispositif électronique de balayage.

** Rémanence*

La rémanence est un phénomène souvent rencontré dans les tubes analyseurs d'images. Cette rémanence apparaît lorsqu'un signal emmagasiné sur la cible d'un tube T.V. ne peut être lu complètement en un seul balayage. Alors une fraction de signal résiduel va perturber les lectures suivantes.

Par contre, les barrettes de photodiodes sont pratiquement exemptes de rémanence. A chaque lecture, chaque capacité associée à une photodiode est complètement rechargée. Même lorsque la barrette est saturée la rémanence ne dépasse pas 1 % du signal maximum.

** Fonctionnement en intégration*

Des durées d'intégration allant de 200 ms à plusieurs dizaines de secondes peuvent être utilisées lorsque le détecteur est refroidi. Dans notre cas, cette propriété n'est pas d'une grande utilité puisque c'est la durée de l'impulsion laser qui fixe la période d'illumination des diodes.

1.4.2.3 - Modes d'Utilisation

La barrette de photodiodes étant un détecteur monodimensionnel, nous n'avons pour l'instant qu'envisagé son utilisation en spectrométrie pour deux applications particulières :

- L'analyse simultanée des espèces moléculaires présentes dans un échantillon .
- L'analyse de la distribution spatiale d'un seul édifice chimique composant l'échantillon.

Nous présentons un mode d'utilisation de la barrette de photodiodes que nous n'avons pas encore exploité pour le moment, mais qui permet dans des cas particuliers l'analyse résolue spatialement de quelques espèces moléculaires.

a) Analyse simultanée des espèces moléculaires

La figure II.11.a caractérise ce type d'utilisation. La barrette de photodiodes est placée perpendiculairement aux raies spectrales et chaque diode intègre le signal diffusé à la fréquence $\bar{\nu}$ sur toute la hauteur de la raie. On obtient alors le spectre Raman de l'échantillon analysé.

On voit facilement que ce mode de fonctionnement ne permet pas l'analyse d'un échantillon présentant des hétérogénéités de distribution spatiale.

Ce schéma de fonctionnement de la barrette de photodiodes est le plus couramment employé dans les spectromètres Raman multicanaux modernes [15,16,17].

b) Analyse spatiale

En plaçant le détecteur parallèlement aux raies spectrales et en le conjugant à une raie spectrale particulière il est possible d'accéder à la localisation spatiale d'un édifice chimique dans l'échantillon [18]. On sélectionne alors, au moyen d'une fente une raie de vibration caractéristique du composé que l'on veut analyser, avant de la focaliser sur le détecteur (figure II.11.b).

Chaque diode est alors conjuguée d'un élément géométrique précis de l'échantillon, si les dispositifs optiques de transfert et le spectrographe sont parfaitement stigmatiques. Le signal électrique obtenu par la lecture de la barrette, représente la variation de la concentration de l'espèce analysée le long de la trace diffusante dans l'échantillon.

C'est ce mode d'utilisation que nous adoptons pour étudier le profil de distribution spatiale d'une espèce moléculaire dans la chambre de combustion d'un moteur.

Notons que ce mode d'utilisation de la barrette a été peu utilisé en spectrométrie Raman multicanale des gaz.

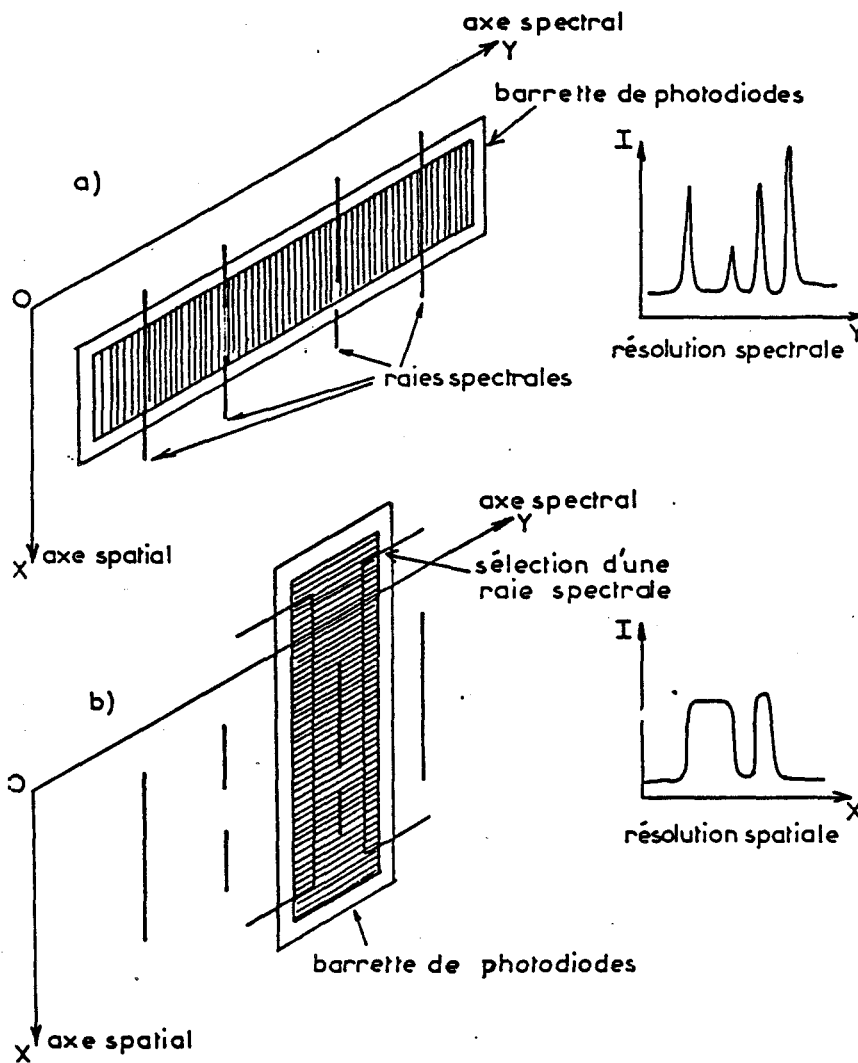


Fig: II-11 Principe de la spectrométrie Raman en deux dimensions

a) analyse spectrale

b) analyse spatiale

c) Possibilité d'une analyse spatiale de quelques espèces moléculaires

Sous certaines conditions on peut atteindre l'analyse spatiale et simultanée de quelques espèces moléculaires en utilisant la barrette de photodiodes comme photorécepteur secondaire. La figure II.12 illustre le fonctionnement d'un tel système. Les fentes d'entrée et de sortie du spectromètre sont placées perpendiculairement aux traits d'un réseau plan suffisamment dispersif. Ainsi en plaçant la barrette de photodiodes parallèlement aux fentes, on atteint l'analyse spatiale de plusieurs espèces moléculaires.

Les espèces moléculaires détectées, représentées sur la figure II.12 par les lettres A, B et C, se caractérisent par une image linéaire dont la longueur commune est directement conjuguée d'une portion ΔX de la trace diffusante dans l'échantillon analysé. Il est important que cette longueur commune soit inférieure à l'intervalle entre deux raies successives.

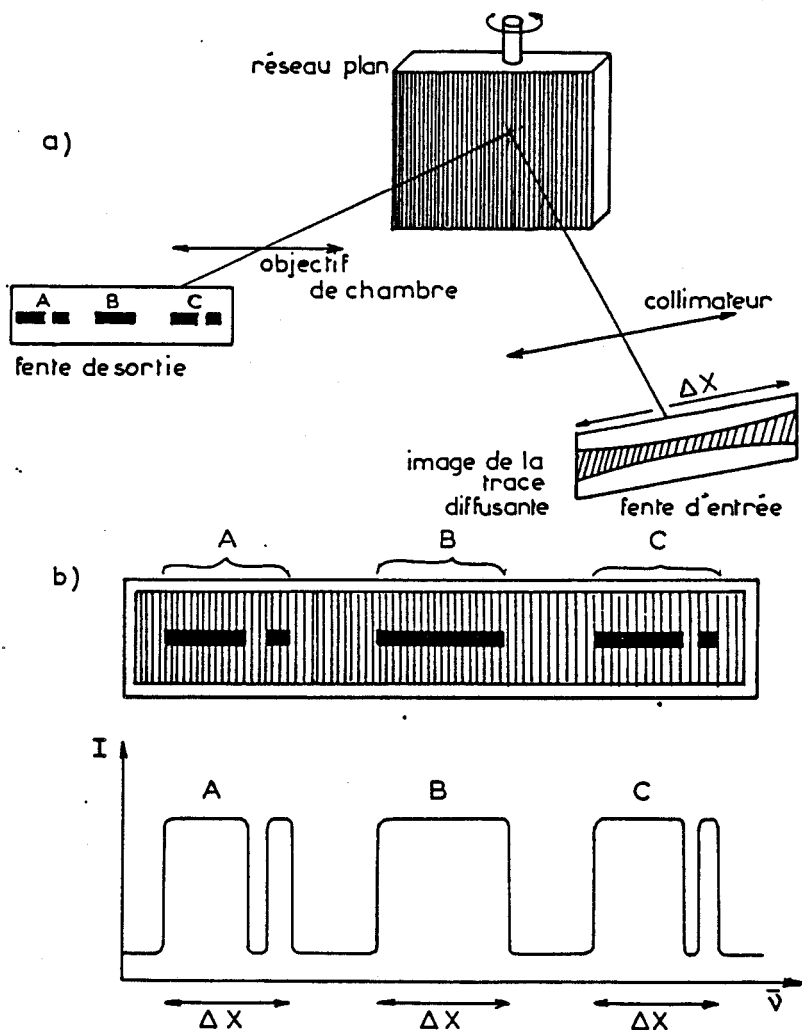


Fig:II 12 Principe d'utilisation d'une barrette de photodiodes pour l'analyse spatiale de quelques espèces moléculaires.

2 - ETUDE EXPERIMENTALE DE LA DYNAMIQUE DE LA CHAINE DE DETECTION A TUBE ANALYSEUR D'IMAGES

La dynamique de réponse des tubes intensificateurs d'images ayant fait l'objet d'une étude préalable [19] nous nous sommes intéressés essentiellement à l'étude de la dynamique de la caméra S.I.T.

2.1 - DISPOSITIF EXPERIMENTAL (Figure II.13)

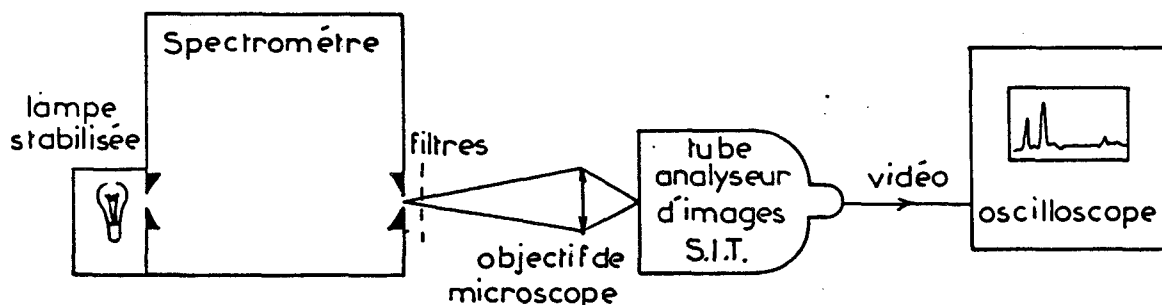


Fig:II-13 Montage expérimental utilisé pour mesurer la dynamique du tube analyseur d'images S.I.T.

Pour réaliser cette étude nous avons utilisé un signal lumineux fourni par une lampe au tungstène stabilisée. Un filtre optique constitué d'un spectromètre Czerny-Turner [20] permet d'isoler une bande spectrale du spectre d'émission du tungstène centrée à 450 nm, longueur d'onde correspondant au maximum d'émission d'un écran fluorescent de type P11 (figure II.14).

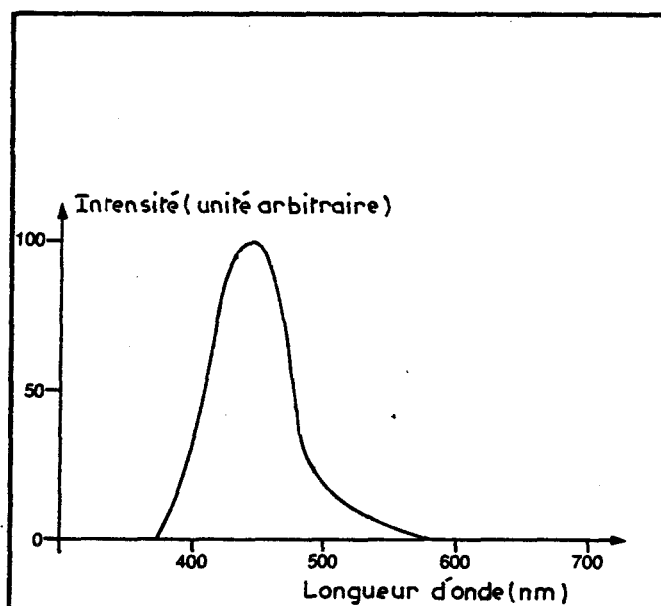


Fig:II-14 Spectre d'émission de l'écran phosphorescent (P11) du tube intensificateur d'images E M I.

Un jeu de filtres neutres atténuateurs permet de réduire à volonté le flux lumineux sortant du spectromètre. Pratiquement on s'arrange pour saturer la chaîne de détection pour une certaine densité de filtre et on diminue progressivement le signal lumineux en augmentant la densité du filtre.

Un objectif de microscope (X10, O.N. : 0,18) collecte sur toute son ouverture utile le flux lumineux sortant du spectromètre et le focalise sur une surface de $1,5 \text{ mm}^2$ de la photocathode du tube analyseur d'images S.I.T. la valeur crête du signal vidéo issu de la caméra S.I.T. est déterminée au moyen d'un oscilloscope.

Un étalonnage préalable, au moyen d'un mesureur de puissance Spectra Physics modèle 404, a permis de quantifier le flux lumineux provenant du spectromètre avec une précision de l'ordre de 15 % [21] soit 60 nW.cm^{-2} . Ramenée au niveau de la photocathode du tube analyseur d'images S.I.T., l'irradiance est alors de $3 \text{ } \mu\text{W.cm}^{-2}$.

2.2 - ETUDE EXPERIMENTALE DE LA DYNAMIQUE

En principe, une caméra équipée d'un tube vidicon S.I.T. est capable de donner environ 1V crête de signal vidéo saturant le tube. Or, on voit sur la figure II.15 qu'il sera impossible de faire des mesures d'intensité au dessus de 0,80 V, seuil au delà duquel la courbe signal-vidéo = f (irradiance) n'est plus linéaire.

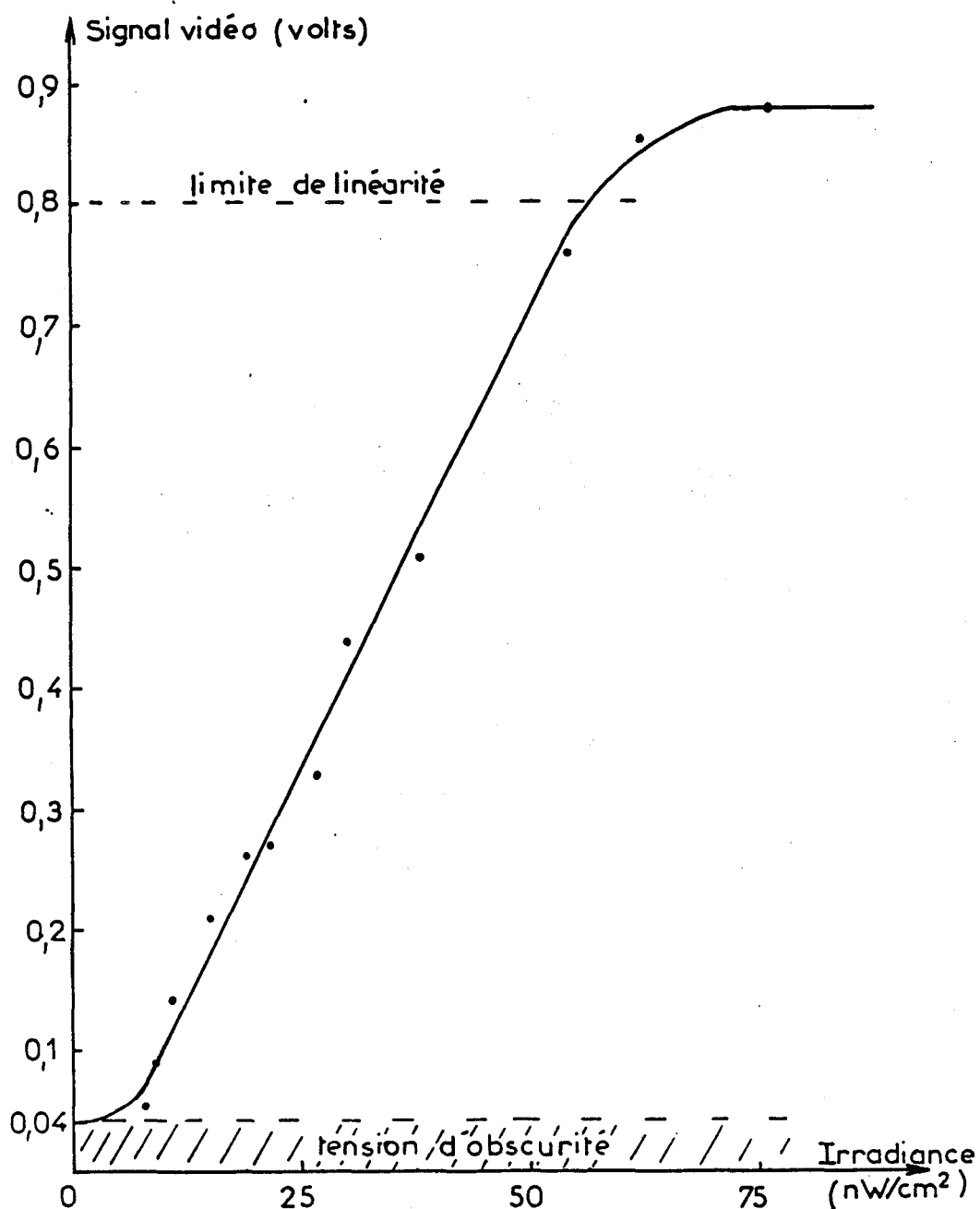


Fig:II-15 Etude de la dynamique de la caméra S.I.T.

Compte-tenu d'une tension d'obscurité de 0,04 V, la dynamique du tube analyseur d'images S.I.T. peut être estimée à 20. Il est évident qu'avec une si faible dynamique il ne sera pas possible de mesurer simultanément, lors de l'étude de flammes d'hydrocarbures des espèces à concentration élevée telle que l'azote et des espèces à faible concentration telle que le monoxyde de carbone.

Par exemple, pour un gain donné du tube intensificateur d'image le signal correspondant à l'azote sera dans la plage de linéarité et le monoxyde de carbone ne sera pas mesurable. Si on augmente le gain photonique du tube intensificateur d'images, on sortira le signal du CO du bruit de fond de la caméra et celui de N_2 correspondra à un signal saturé.

La dynamique d'une chaîne de détection multicanale constituée d'un tube intensificateur d'images associé à une caméra de type S.I.T. est donc limitée par le détecteur secondaire.

2.3 - EVALUATION DE LA PRECISION DES MESURES

Lors d'une étude globale d'un ensemble de détection comprenant un tube intensificateur d'images et une caméra de type S.I.T., G. BUNTINX avait souligné ce problème [3]. Travaillant sur des signaux vidéo filtrés, issus d'un tube analyseur d'images S.I.T., il évalue également pour ce détecteur une dynamique de l'ordre de 20 (figure II.16).

Dans cette étude, il a tenté de préciser l'origine des fluctuations schématisées par les segments d'incertitude sur la courbe de la figure II.16. Comme ces fluctuations n'obéissent pas à la statistique de Poisson, il conclut qu'il existe une autre source de bruit que celle due au phénomène d'émission photoélectrique au niveau de la photocathode du tube intensificateur d'images. Ces fluctuations de la sensibilité générale de la chaîne de détection ont également été remarquées lors de nos travaux. Leur origine n'a pu être reliée à un élément particulier de cette chaîne. Cependant l'importance de ces variations fait plutôt penser à une fluctuation du gain du tube au cours du temps. Ces remarques montrent la difficulté d'effectuer des mesures quantitatives avec une installation comportant un tube intensificateur d'images.

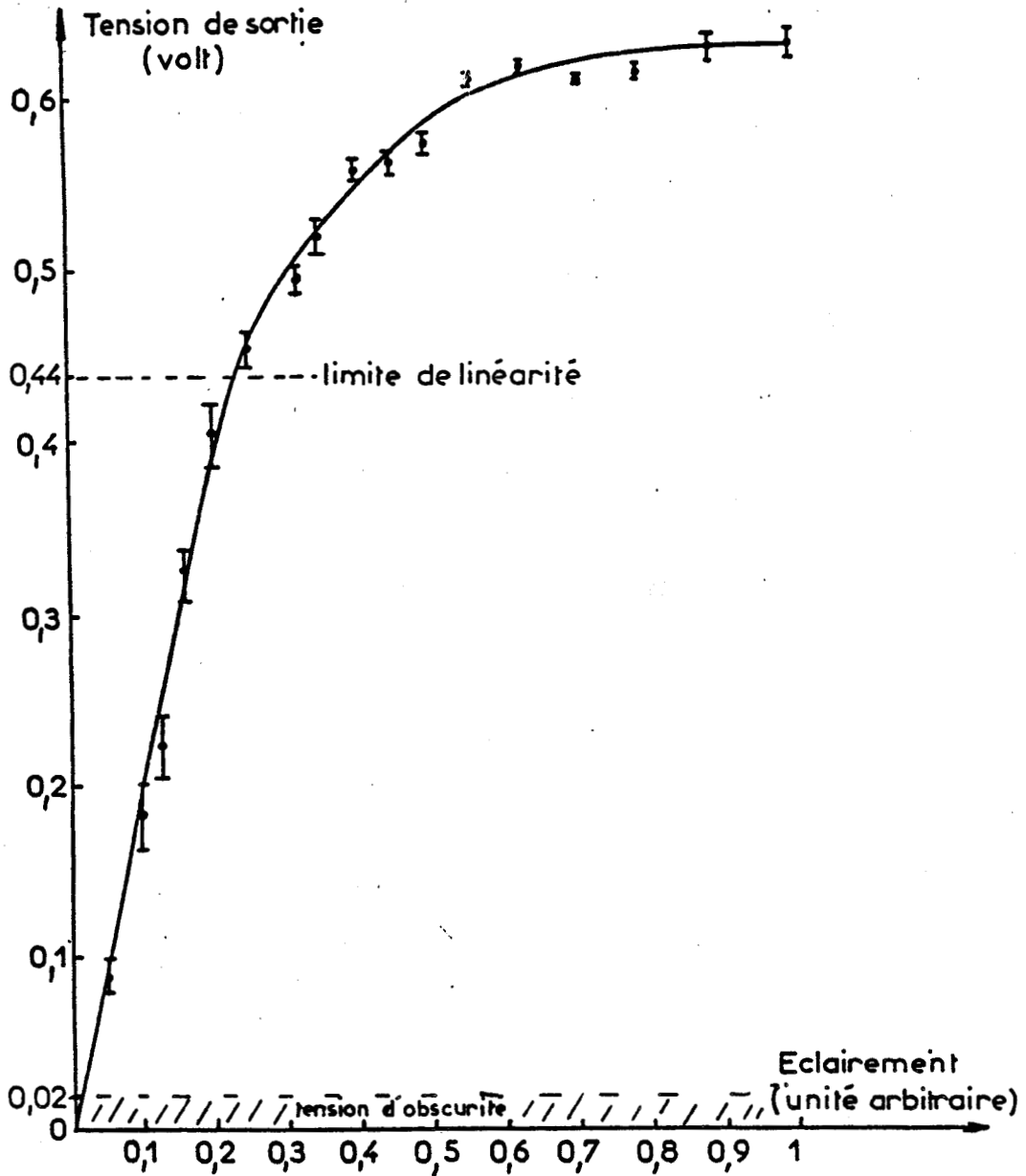


Fig:II-16 Tension de sortie délivrée par le tube analyseur d'images en fonction de l'éclairement reçu (d'après [3]).

Dans une étape ultérieure, ce même auteur a étudié la précision effective des mesures de densité numérique moléculaire que l'on peut atteindre avec une telle chaîne de détection. Des précisions fluctuant entre 4,5 % et 12,5 % sont obtenues selon la densité numérique moléculaire considérée. La comparaison de ces mesures avec une estimation théorique montre que la limite physique est loin d'être atteinte.

3 - ETUDE EXPERIMENTALE DE LA REPOSE DE LA CHAINE DE DETECTION A BARRETTE DE PHOTODIODES

3.1 - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le montage expérimental (figure II.17) utilisé fait appel au spectromètre décrit précédemment. La détection du spectre est assurée par l'intensificateur d'images EMI couplé à une barrette de photodiodes.

Pour évaluer les performances de la chaîne de détection dans les conditions les plus proches possibles de celles correspondant à des études de phases gazeuses dans un moteur, le spectromètre a été couplé à une cellule à gaz.

3.1.1 - La cellule à gaz

La cellule a été réalisée au laboratoire. Initialement conçue pour des études de combustion [réf. 136, Chap. I], elle a été construite à partir d'un bloc unique d'acier inoxydable. Sa forme et la taille de ses hublots ont été déterminées de manière à avoir une grande résistance aux pressions élevées (jusqu'à 100 bars).

Elle est pourvue de deux hublots optiques en silice fondue de 60 mm de diamètre et 30 mm d'épaisseur et de deux appendices latéraux de 32 cm de longueur porteurs de fenêtres optiques de 4 mm d'épaisseur montées en incidence de Brewster. L'étanchéité est assurée par serrage de joints toriques.

Notons que l'adjonction de ces appendices latéraux permet l'éloignement des hublots optiques du point de focalisation du laser.

La cellule comporte une vanne de remplissage et une vanne d'évacuation des gaz. La pression à l'intérieur de l'enceinte est mesurée au moyen d'un manomètre.

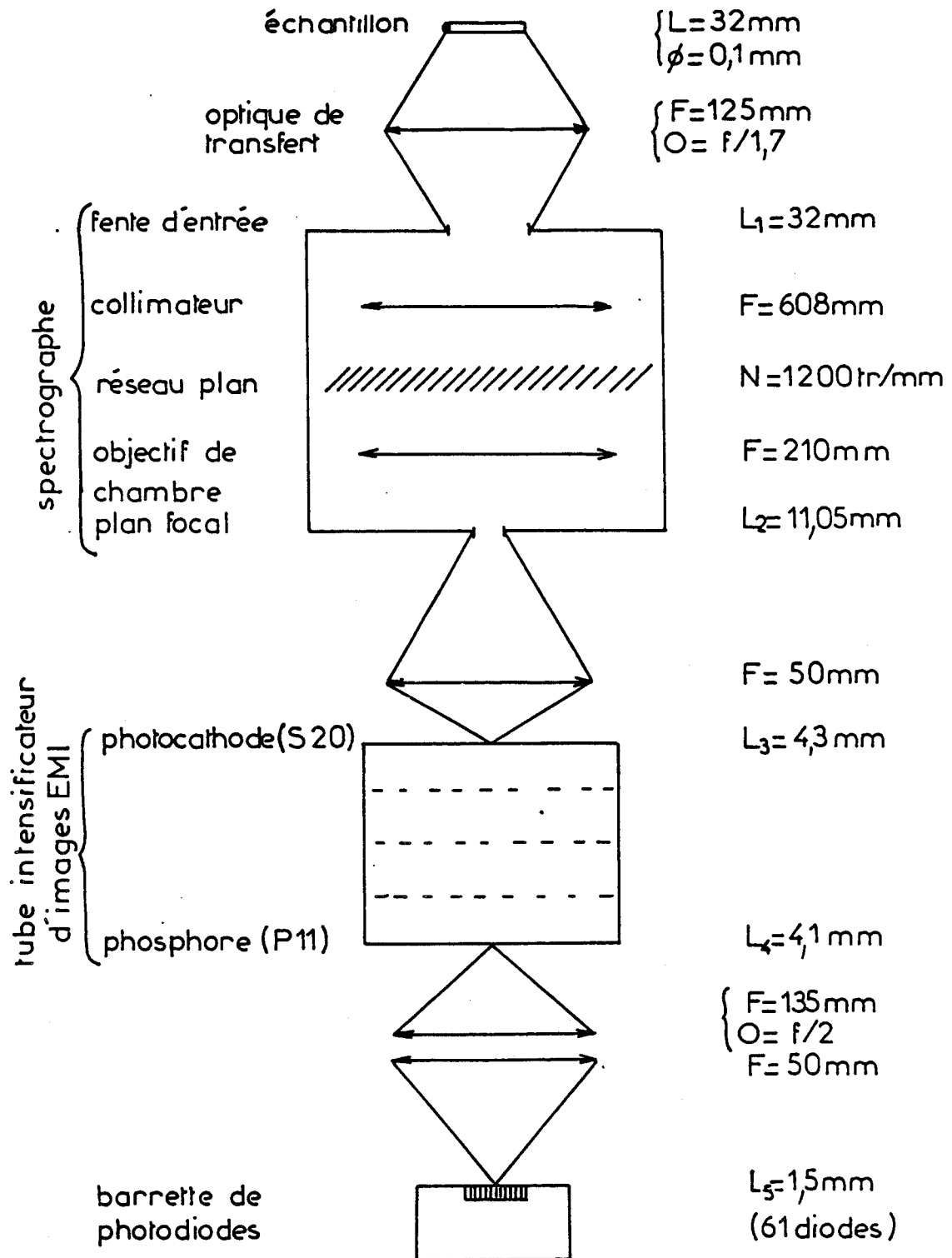


Fig: II-17 Montage expérimental de la chaîne de détection à barrette de photodiodes.

3.1.2 - Le spectromètre

Le couplage optique entre la cellule à gaz et la fente d'entrée du spectromètre multicanal est réalisé au moyen d'un objectif de longueur focale 125 mm et ouvert à $F/1.7$, travaillant au grandissement 1. Ainsi aux 32 millimètres de hauteur de fente utiles sont conjugués 32 millimètres de trace diffusante laser dans l'échantillon. Un système de rotation d'images constitué de deux miroirs plans, permet de conjuguer optiquement la trace du faisceau laser horizontale avec la fente d'entrée verticale du spectromètre. Un filtre coloré OG550 est disposé devant cette même fente. Il a pour but d'atténuer l'intensité de la radiation excitatrice.

La seule modification apportée au spectromètre est l'adjonction dans son plan focal image, d'une fente de sortie placée parallèlement à la fente d'entrée. Cette fente de sortie a pour rôle d'isoler une raie spectrale caractéristique d'une espèce moléculaire pour pouvoir en étudier la distribution spatiale (figure II.18).

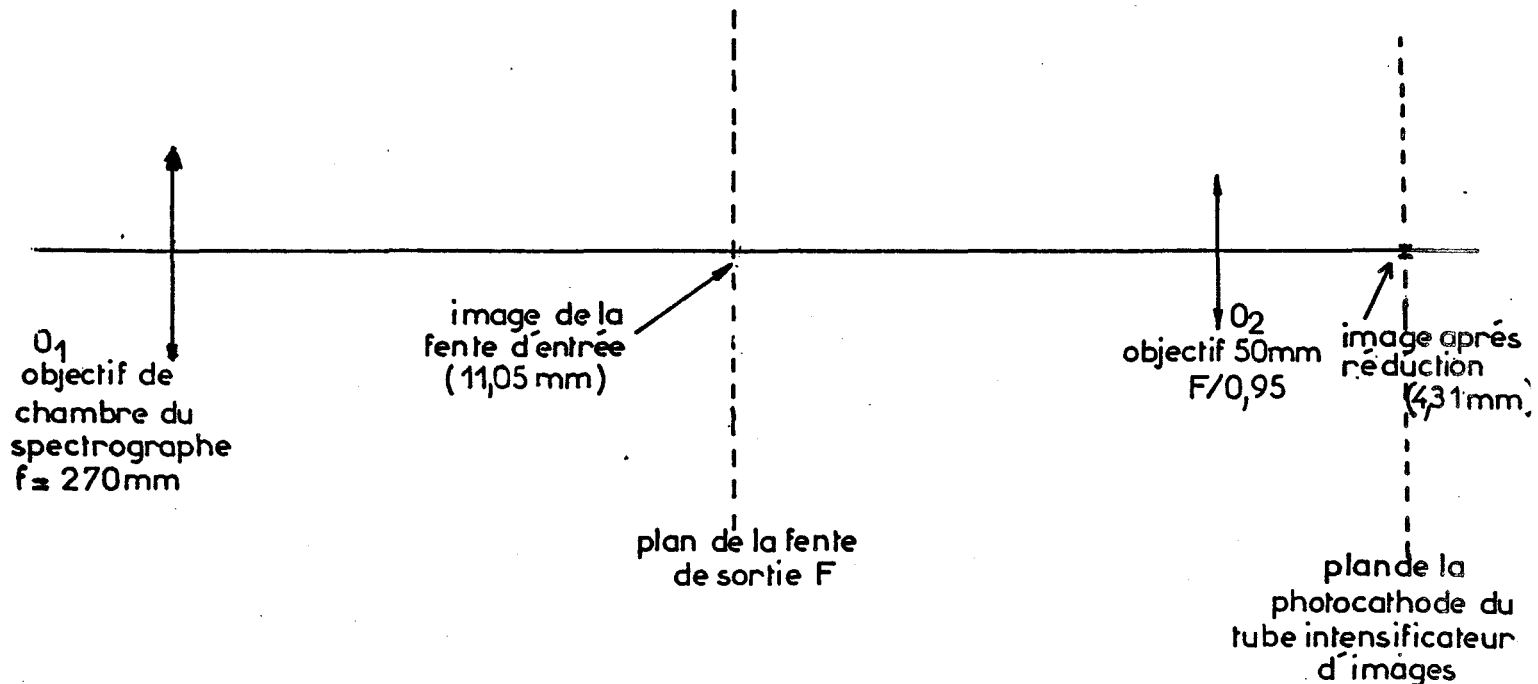


Fig:II-18 Combinaison optique utilisée pour réduire la taille de l'image spectrale.

La raie spectrale isolée est focalisée sur le tube intensificateur d'images au moyen d'un objectif de 50 mm de longueur focale (ouverture F/0,95) avec un grandissement égal à 0,39.

La tête de détection à barrette de photodiodes est couplée au tube intensificateur d'images par une combinaison de deux objectifs de longueurs focales : 135 et 50 mm, montés tête-bêche et travaillant à l'infini.

La barrette de photodiodes est positionnée de façon à être conjuguée de la raie spectrale à analyser.

Au niveau du détecteur, l'énergie lumineuse contenue dans la raie spectrale sélectionnée peut être répartie sur plusieurs dizaines à plusieurs centaines de photodiodes, selon la hauteur de la raie spectrale.

Plus la raie recouvrira d'éléments photosensibles, plus la résolution spatiale augmentera. Afin d'obtenir une résolution spatiale compatible avec nos études mais avons réduit optiquement la hauteur de raie au niveau de la photocathode du tube intensificateur d'images . L'intensité photonique reçue par chaque diode devient suffisante pour être détectée correctement . Avec cette réduction optique une photodiode est conjuguée de 0,5 mm de longueur de trace diffusante dans la phase gazeuse à analyser.

3.1.3 - Acquisition et traitement des spectres

3.1.3.1 - Electronique de lecture de la barrette de photodiodes

Le niveau du signal directement issu de la barrette de photodiodes est extrêmement faible. La détection par la barrette de très bas niveaux lumineux passe par une électronique appropriée mise au point il y a quelques années par W. HUG et ses collaborateurs [22,23]. La société DILOR en assure maintenant le développement et la commercialisation. La figure II.19 permet d'en préciser les divers éléments.

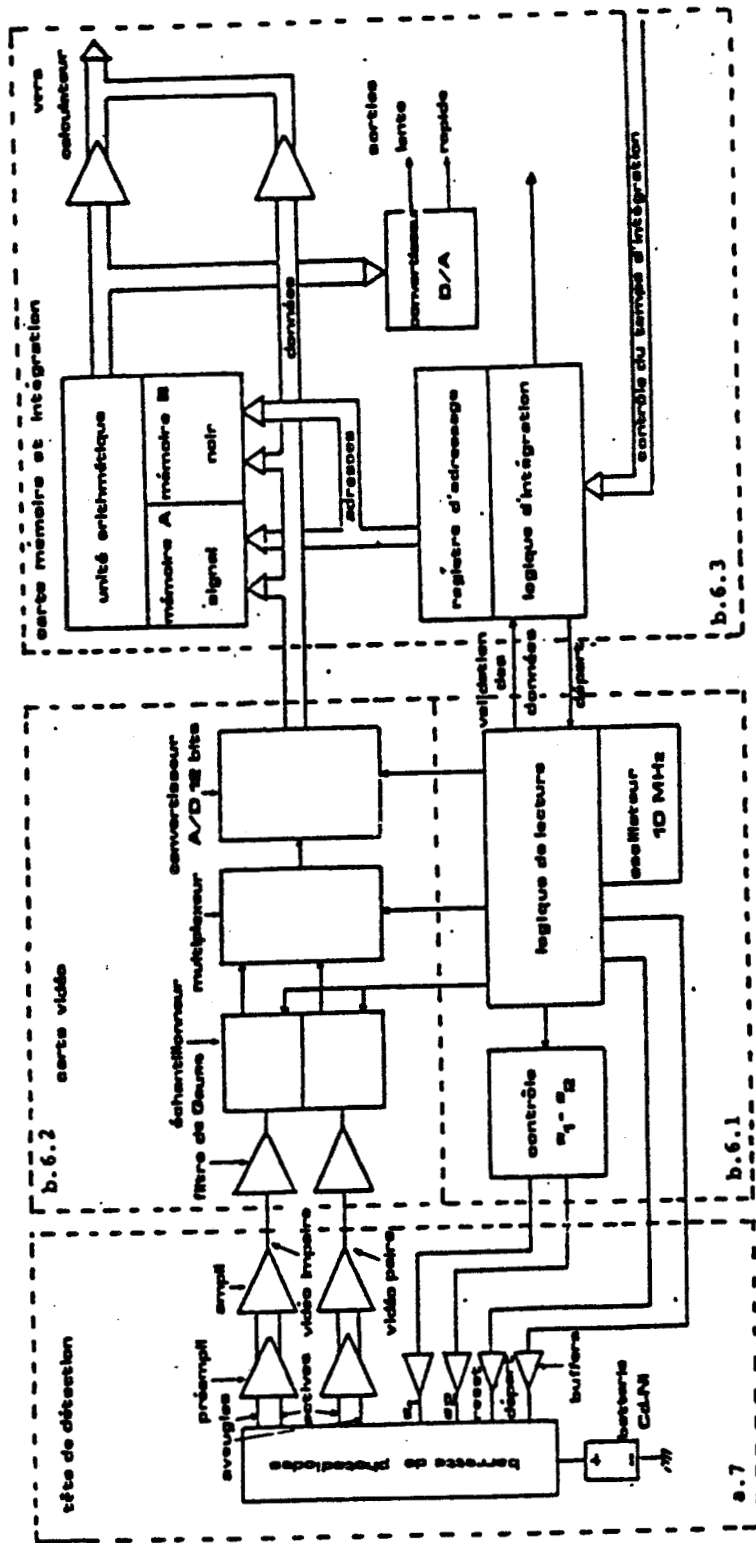


Fig: II-19 Schéma synoptique de l'électronique associée à la barrette de photodiodes RETICON.

Au niveau de la tête de détection, une batterie Cd-Ni fournit les tensions continues d'alimentation. On s'affranchit ainsi du bruit résiduel traditionnel des alimentations stabilisées.

Dans la carte vidéo, les signaux analogiques issus de la tête de détection préalablement amplifiés, traversent des filtres de Gauss avant d'être digitalisés par un convertisseur analogique-digital rapide de 12 bits. La conversion prend 9 μ s par photodiode soit environ 9,2 ms pour la barrette complète.

La carte logique, quant à elle, fournit tous les signaux digitaux nécessaires à l'échantillonnage, au multiplexage, à la conversion analogique-digitale.

En dernier lieu, la carte mémoire et de contrôle du temps d'intégration déclenche la lecture de la barrette de photodiodes avec des temps d'intégration réglables de 20 ms à 99s. L'unité arithmétique effectue la soustraction des deux blocs mémoires, correspondant pour l'un au cycle d'éclairement et pour l'autre au cycle d'obturation de la barrette. On améliore ainsi le rapport S/B.

Ensuite les données sont transférées vers le système d'acquisition. Cette carte dispose également d'un circuit d'adressage des deux blocs mémoires A et B synchronisé avec la conversion analogique-digitale des informations issues de la lecture de la barrette de photodiodes.

En sortie de cette électronique, le signal issu de la barrette de photodiodes est disponible soit sous forme analogique pour attaquer ensuite un enregistreur, soit en TTL 12 bits linéaires pour être transféré vers la mémoire centrale d'un ordinateur.

La barrette de photodiodes, les préamplificateurs, les circuits d'horloge, la batterie Cd-Ni ainsi qu'une partie de l'électronique numérique sont enfermés dans un boîtier étanche, rempli de gaz rare ou d'air sec et refroidi par effet Peltier à -20°C , l'isolation thermique, côté détecteur étant assurée par une fenêtre à double paroi.

3.1.3.2 - Système d'exploitation et de traitement des signaux

Le système d'acquisition et de traitement des données issues de l'unité arithmétique de la barrette de photodiodes est constitué d'un ordinateur APPLE II E de 64 K de mémoire RAM et d'unités périphériques telles qu'un moniteur

TV, deux lecteurs de disquettes, d'un enregistreur XY, permettant la visualisation quasi instantanée du spectre et sa sauvegarde sur disquette ou sur papier. Les logiciels d'acquisition et de traitement ont été développés par la société DILOR [24].

Dans le logiciel d'acquisition, on trouve un programme de réglage qui permet de visualiser avec un léger décalage temporel lié au fonctionnement de la barrette de photodiodes, le spectre de l'échantillon analysé. Ainsi on peut optimiser les conditions d'enregistrement, puisque l'on peut suivre l'évolution du spectre lorsqu'on modifie les réglages du spectromètre multicanal. Une fois ces réglages effectués, un programme d'enregistrement permet la sauvegarde sur disquette et la visualisation sur le moniteur T.V d'un ou de plusieurs spectres.



Compte-tenu de la faible fréquence de récurrence du laser utilisé et de l'impossibilité de déclencher l'acquisition au niveau de l'Apple par un signal de synchro, nous avons choisi pour notre étude de fonctionner avec un temps d'intégration de 2 s. pour permettre de déclencher le tir d'excitation laser "manuellement".

Le logiciel de traitement intervient pour exploiter les données contenues dans les spectres stockés sur disquette. Ainsi après visualisation d'un spectre sur le moniteur de T.V., il est possible d'obtenir pour chacun des points sur l'écran, donc pour chacune des diodes au niveau de la barrette, son abcisse, c'est à dire l'échelle spatiale (ou l'échelle spectrale selon le mode d'utilisation de la barrette) et son ordonnée caractérisant l'intensité lumineuse reçue par la diode. Des traitements mathématiques sont également disponibles tels que : le lissage selon l'algorithme de Saviski et Golay, le calcul de l'aire sous pic par la méthode des trapèzes, la normalisation, la correction de ligne de base, la multiplication par une constante, l'addition et la soustraction de deux spectres. Enfin, ce logiciel permet la sortie en partie ou en totalité, des spectres mémorisés, sur papier avec la possibilité de choisir les échelles.

3.2 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

Pour réaliser ces tests sur notre nouvelle chaîne de détection multicanale, nous avons pris comme référence le spectre de vibration de l'azote.

Cette étude servira de guide pour l'analyse d'autres espèces moléculaires présentes par exemple dans une combustion air-propane. En effet, les seules modifications intervenant lorsqu'on passe de l'analyse de la raie de vibration de l'azote à l'analyse d'une raie de vibration d'une autre espèce, sont la section efficace différentielle de diffusion de l'espèce considérée, et le rendement quantique de la photocathode du tube intensificateur qui varie avec la longueur d'onde. Ces deux grandeurs peuvent être facilement accessibles.

3.2.1 - Linéarité de réponse de la chaîne de détection

Pour vérifier la linéarité de réponse de notre chaîne de détection multicanale à barrette de photodiodes nous avons étudié la variation de l'intensité de la raie de vibration de l'azote (azote "U") contenue dans la cellule étanche, en fonction de la pression. Expérimentalement, la cellule est vidée à l'aide d'une petite pompe mécanique, puis remplie d'azote jusqu'à la pression désirée. L'étude a été menée à une température ambiante de 293 K.

Dans un premier temps, nous avons travaillé avec des pressions d'azote supérieures à la pression atmosphérique ($PN_2 \geq 2\text{bar}$) et à un gain photonique d'environ 10^5 au niveau du tube intensificateur. Dans ces conditions de pression gazeuse, les densités moléculaires numériques en azote sont très éloignées des concentrations existantes dans le moteur lors de son fonctionnement (tableau III.8, chapitre III).

Pour retrouver des concentrations comparables à celles existant dans les moteurs, nous avons réalisé dans un second temps une étude à des pressions absolues d'azote plus faibles, entre 0,1 et 2 bar, soit des concentrations variant de $2,5 \cdot 10^{18}$ à $5 \cdot 10^{19}$ molécules/cm³. Cette analyse des faibles concentrations ($PN_2 \leq 2\text{ bar}$) nous impose de travailler avec un gain photonique du tube intensificateur d'images plus élevé qu'auparavant.

Dans les perspectives d'une analyse quantitative de la distribution spatiale d'une espèce moléculaire nous avons procédé pour ces deux études à deux modes d'exploitation du signal délivré par les photodiodes (figure II.20).

- Les signaux issus de 110 diodes, conjuguées de toute la longueur analysée (32 mm) dans l'échantillon sont intégrés (figure II.20.a) .

- Les signaux issus de 6 diodes correspondant à 3 mm d'échantillon sont intégrés (figure II.20.b) .

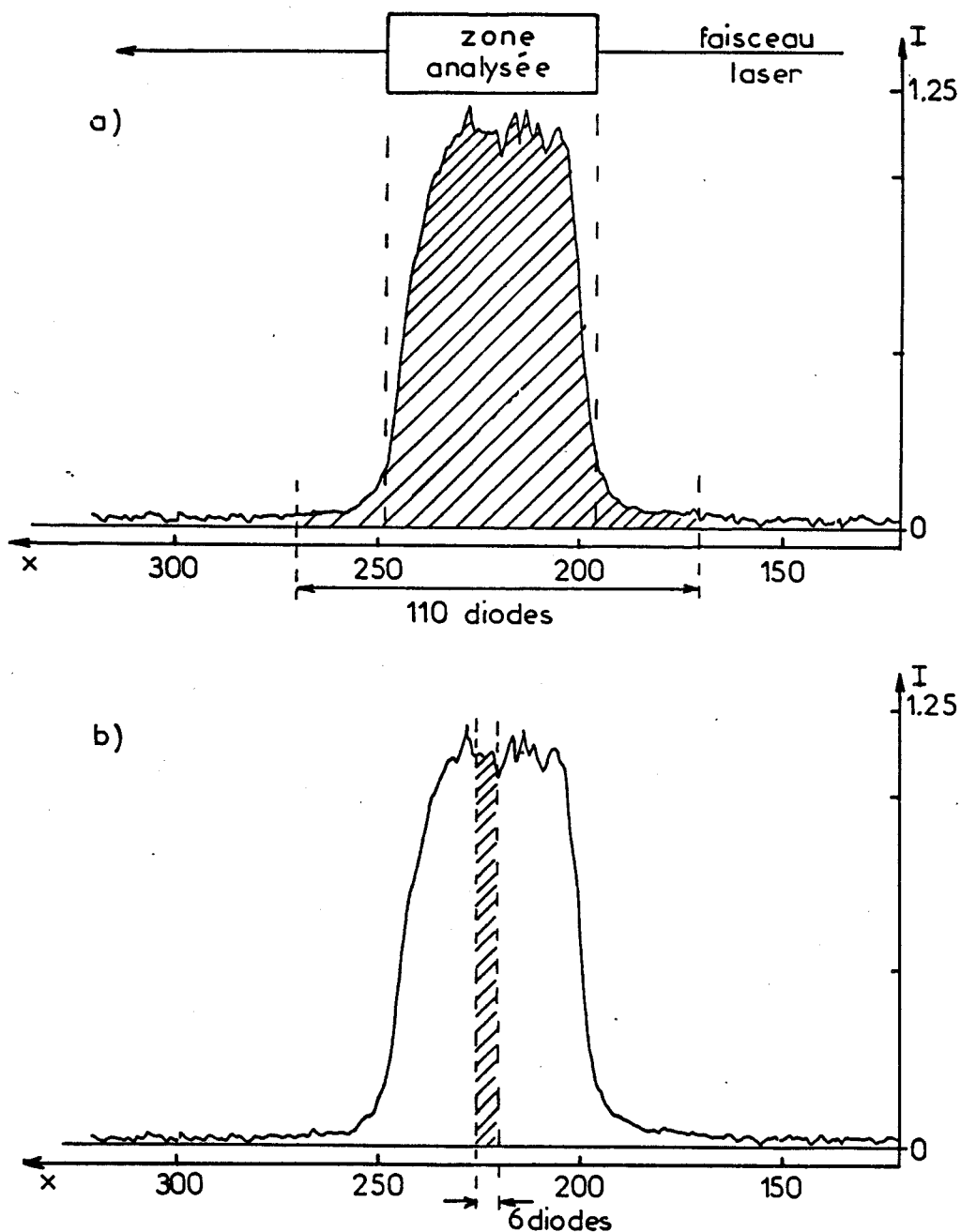


Fig:II-20 Principe de l'intégration

Les autres conditions expérimentales sont :

- Une standardisation de toutes les mesures pour un tir d'excitation laser d'énergie 400 mJ .

- Un moyennage du signal effectué sur 10 mesures pour chacune des pressions considérées.

- Des gains photoniques du tube intensificateurs d'images E.M.I de :
 - * 10^5 pour l'étude à $PN_2 \geq 2$ bars
 - * 10^6 pour l'étude à $PN_2 \leq 2$ bars

3.2.1.1 - Mesure de densités numériques moléculaires élevées $PN_2 > 2$ bars

La figure II.21 montre les résultats obtenus en intégrant les signaux issus de 110 diodes pour une pression absolue variant de 2 bars à 6 bars. Il existe, aux précisions de mesure près, une bonne linéarité entre le signal délivré par la barrette de photodiodes et la pression d'azote aussi bien lorsque le tube intensificateur d'images fonctionne en mode "normal" qu'en mode "obturé" (50 ns). Ce dernier mode de fonctionnement entraîne toutefois une perte de signal d'environ 47 %. Cette chute de signal peut s'expliquer par une non uniformité du potentiel de la photocathode lors du déblocage du tube intensificateur . Le potentiel décroît du centre vers les bords de la photocathode [25].

Si l'on examine maintenant les courbes réalisées pour une intégration de signal correspondant à 6 diodes (figure II.22), on a à nouveau une linéarité de réponse satisfaisante avec une perte de signal due au fonctionnement en obturation de 43 % très proche de celle mesurée dans le cas précédent. Les 4 % d'écart (entre ces deux expériences) peuvent s'expliquer par une différence de gain entre la périphérie et le centre de la photocathode du tube intensificateur déjà signalée par G. BUNTINX [3].

En conclusion, il est préférable pour des mesures dans les gaz à des pressions de l'ordre du bar, en l'absence de fond continu lumineux, d'utiliser le tube intensificateur d'images en mode normal de façon à ne pas perdre de signal .

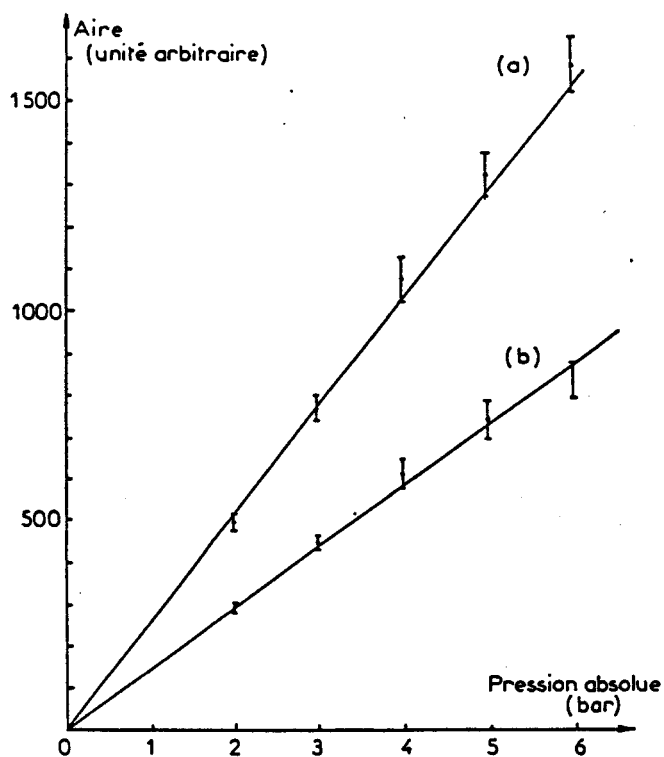


Fig:II-21 Signal intégré sur 110 diodes en fonction de la pression:
a) en fonctionnement normal
b) en fonctionnement obturé

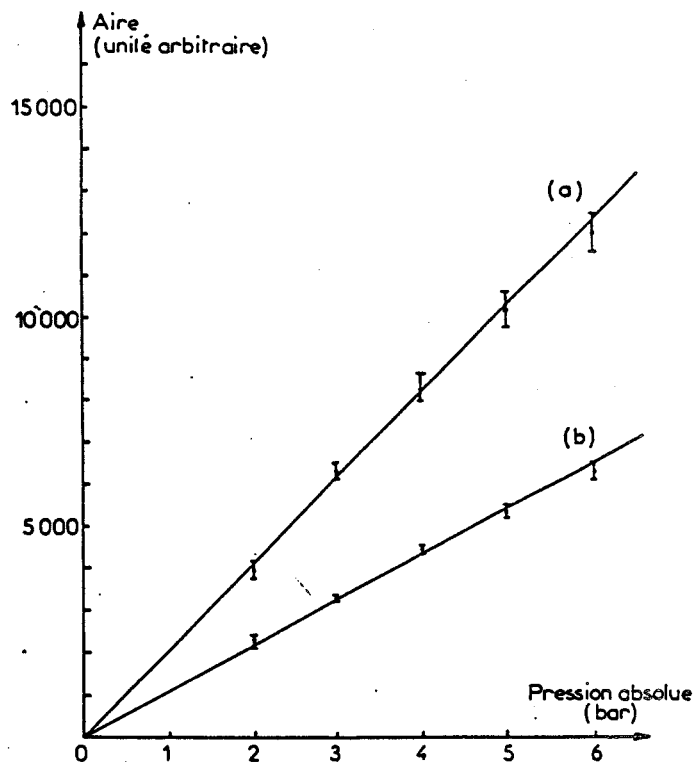


Fig:II-22 Signal intégré sur 6 diodes en fonction de la pression:
a) en fonctionnement normal
b) en fonctionnement obturé

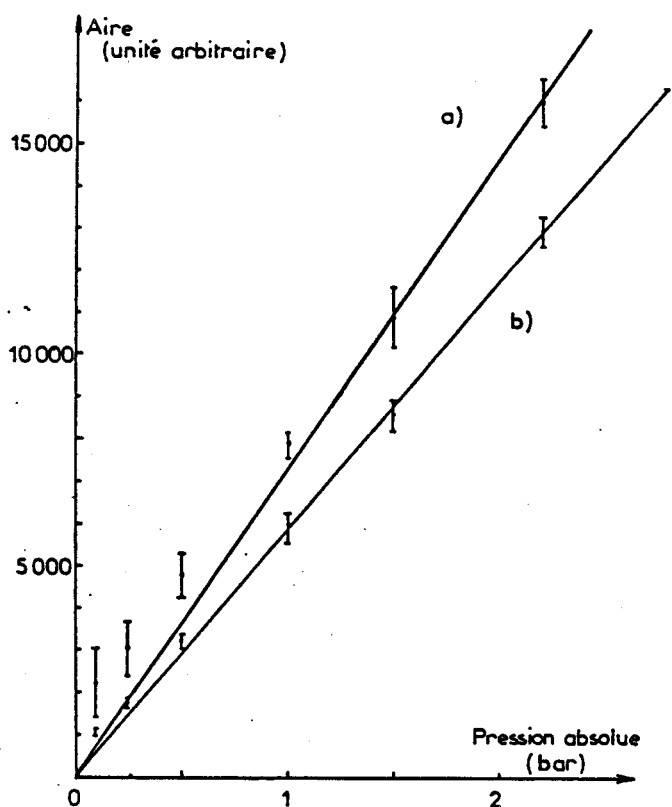


Fig:II-23 Signal intégré sur 110 diodes en fonction de la pression:
a) en fonctionnement normal
b) en fonctionnement obturé

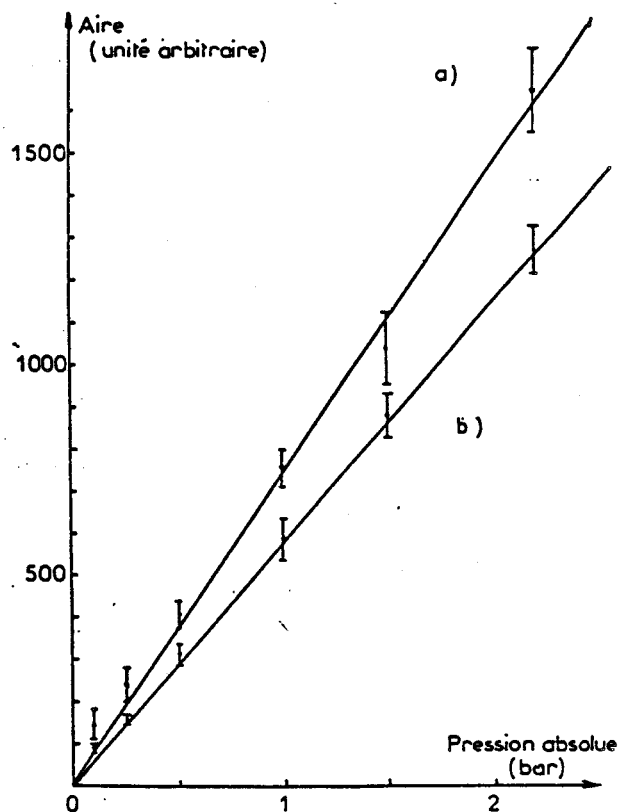


Fig:II-24 Signal intégré sur 6 diodes en fonction de la pression:
a) en fonctionnement normal
b) en fonctionnement obturé

3.2.1.2 - Mesures de densités numériques moléculaires faibles PN_2 < 2 bars

La figure II.23 démontre tout l'intérêt du fonctionnement en mode obturé lorsqu'on étudie des phases gazeuses à basse pression, avec un gain photonique du tube intensificateur d'images élevé. Ce mode de fonctionnement permet d'accéder à des mesures de très faibles concentrations qui seraient tout à fait impossibles en fonctionnement normal. De plus la linéarité reste bonne et la perte de signal faible. La figure II.24 nous conforte dans cette même idée. Toutefois il sera difficile de détecter des pressions partielles d'azote inférieures à 0,1 bar à 293 K.

L'importance du bruit d'origine thermique, au niveau du tube intensificateur d'images, limite le seuil de détectabilité de l'azote à 1 bar quand le tube est utilisé en mode normal. L'analyse spatiale quantitative de densités numériques moléculaires de l'ordre de 250 mbars reste accessible, mais impose un fonctionnement en mode obturé de la chaîne de détection.

Ces courbes peuvent être éventuellement utilisées comme courbes d'étalonnage pour l'étude de l'azote, mais également pour d'autres espèces moléculaires moyennant des corrections prenant en compte les sections efficaces de diffusion [26] et les rendements quantiques de la photocathode du tube intensificateur d'images aux longueurs d'onde où apparaissent les raies de vibration (tableau II.1).

Tous calculs faits, les coefficients de correction K standardisés par rapport à l'azote sont résumés dans le tableau II.1. On remarque que le signal correspondant à la bande de vibration C-H représentative d'un carburant sera de l'ordre de 4,5 fois plus intense que le signal correspondant à la bande de l'azote. Cette situation est favorable à nos études.

Espèces moléculaires	Section efficace différentielle de diffusion $\partial\sigma/\partial\Omega$ (à 532nm). $10^{-30} \text{ cm}^2 \cdot \text{sr}^{-1}$	Rendement quantique de la photocathode du tube intensificateur d'image ρ . en %	$K = \frac{\rho \cdot (\partial\sigma/\partial\Omega)}{0,46 \cdot 5,0}$
N_2	0,46	5,0	1,00
CO	0,48	6,0	1,25
CO ₂	0,60	7,5	1,95
O ₂	0,65	7,0	1,98
Propane (CH)	2,60	4,0	4,52

Tableau II.1 : Sensibilité de détection des espèces moléculaires CO, CO₂, O₂, propane par rapport à l'azote.

Il est intéressant, connaissant maintenant les coefficients de correction à apporter, de déterminer les abaques d'étalonnage des espèces moléculaires CO , CO_2 , O_2 et propane pour des densités numériques moléculaires proches de celles existant dans le moteur. Etant donné que nous mettrons obligatoirement en oeuvre un fonctionnement en mode obturé de la chaîne de détection, nous avons utilisé les courbes II.23.b) et II.24.b) pour construire les figures II.25 et 26 permettant à partir des signaux mesurés de déterminer les densités numériques moléculaires des espèces majoritaires présentes dans la chambre de combustion du moteur

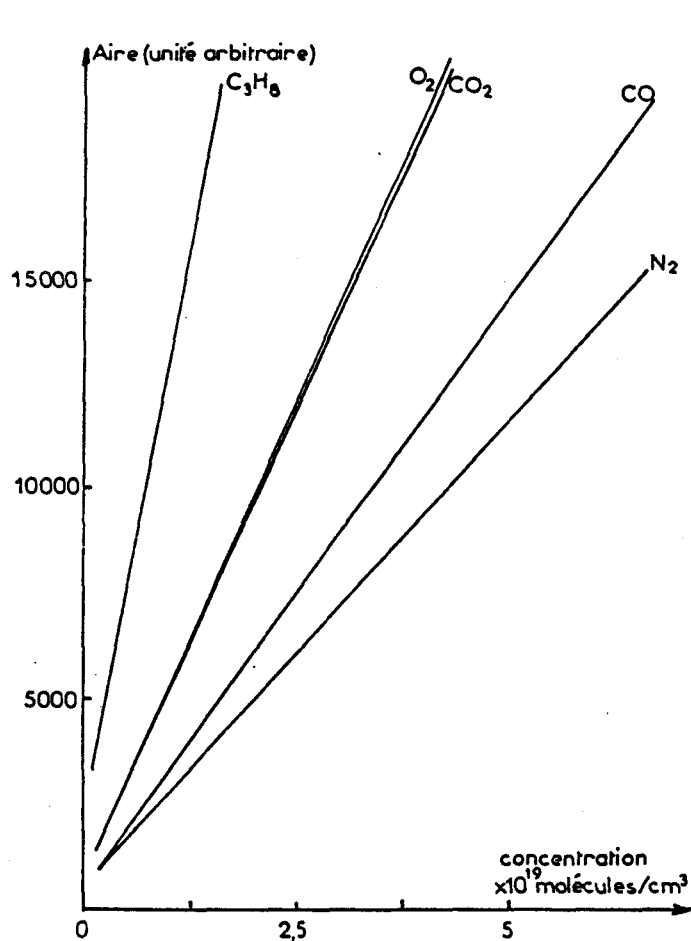


Fig:II-25 Evolution du signal intégré sur 110 diodes en fonction de la concentration des espèces moléculaires.

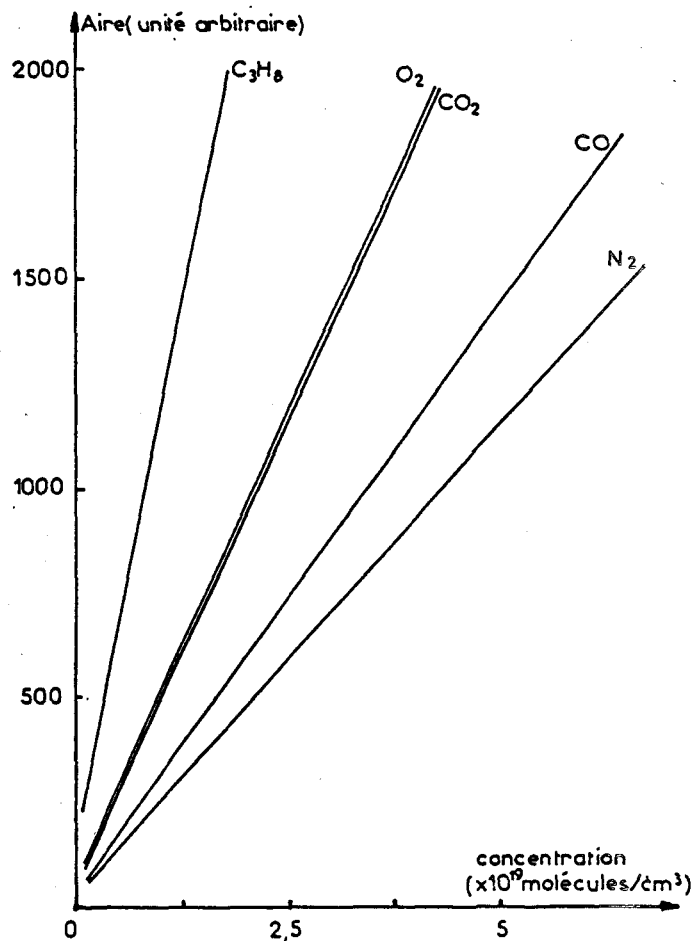


Fig:I-26 Evolution du signal intégré sur 6 diodes en fonction de la concentration des espèces moléculaires.

Pression absolue (bar)	Ecart type autour de la valeur moyenne	
	Détecteur en mode normal	Détecteur en mode obturé
2,0	5,5 %	7 %
3,0	3,2 %	2,6 %
4,0	4,0 %	2,7 %
5,0	4,3 %	2,8 %
6,0	3,8 %	2,6 %

Tableau II.2 : Précision des mesures obtenues pour $PN_2 \geq 2$ bar et une intégration sur 110 diodes (Figure III.12)

Pression absolue (bar)	Ecart type autour de la valeur moyenne	
	Détecteur en mode normal	Détecteur en mode obturé
2,0	4,0 %	3,4 %
3,0	3,7 %	3,6 %
4,0	4,7 %	5,6 %
5,0	4,0 %	5,8 %
6,0	4,1 %	4,8 %

Tableau II.3 : Précision des mesures obtenues pour $PN_2 \geq 2$ bar et une intégration sur 6 diodes (Figure III.13).

Pression absolue (bar)	Ecart type autour de la valeur moyenne	
	Détecteur en mode normal	Détecteur en mode obturé
0,10	36,5 %	6,0 %
0,25	20,7 %	6,1 %
0,50	10,8 %	4,9 %
1,00	3,8 %	5,6 %
1,50	7,5 %	4,0 %
2,20	3,2 %	2,6 %

Tableau II.4 : Précision des mesures obtenues pour $PN_2 \leq 2,2$ bar et une intégration sur 110 diodes (Figure III.14).

Pression absolue (bar)	Ecart type autour de la valeur moyenne	
	Détecteur en mode normal	Détecteur en mode obturé
0,10	30,7 %	15,2 %
0,25	16,2 %	6,3 %
0,50	8,3 %	7,7 %
1,00	5,9 %	8,0 %
1,50	8,3 %	6,4 %
2,20	6,2 %	4,7 %

Tableau II.5 : Précision des mesures obtenues pour $PN_2 \leq 2,2$ bar et une intégration sur 6 diodes (Figure III.15)

3.2.2 - Précision des mesures

3.2.2.1 - Précision expérimentale

Nous avons profité de l'étude de la linéarité de réponse de la chaîne de détection pour mener une étude de reproductibilité des mesures obtenues. Les résultats sont résumés dans les tableaux II.2, II.3, II.4, II.5.

Bien qu'obtenus en moyennant sur un faible nombre de tirs lasers (10 tirs), ces résultats donnent quand même une bonne idée de la précision que l'on peut atteindre sur les mesures de concentration par spectrométrie Raman multicanale en impulsion. L'examen de ces résultats nous conforte dans l'utilisation du mode obturé de la chaîne de détection, pour l'analyse quantitative des espèces gazeuses à faible concentration. Pour un fonctionnement à un gain photonique plus faible du tube intensificateur d'images, la précision semble peu affectée par le mode de fonctionnement de la chaîne de détection (Tableau II.2 et 3).

La précision ne varie pratiquement pas lorsque le nombre de diodes intégrées est plus petit, et semble meilleure et plus homogène lorsque le gain photonique du tube intensificateur d'images est modéré.

3.2.2.2 - Précision théorique

Afin de comparer les précisions expérimentales évaluées précédemment et les précisions théoriques, nous avons déterminé le nombre de photoélectrons émis par la photocathode du tube intensificateur d'images lorsqu'il est amené à détecter un signal lumineux correspondant à la raie de vibration de l'azote. Le nombre de photoélectrons produits par la photocathode peut être exprimé par la relation :

$$N_e = N_p \cdot \frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} \cdot \Omega \cdot L \cdot \tau_T \cdot \tau_s \cdot \tau_o \cdot N \cdot \rho$$

où : N_p est le nombre total de photons d'excitation émis pendant chaque tir laser soit $N_p = \frac{E}{h\nu}$ où E est l'énergie du tir laser exprimée en Joule

h la Constante de Planck

ν la fréquence de la radiation émise

- $\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega}$ est la section efficace différentielle de diffusion Raman de l'azote pour une excitation laser à la longueur d'onde du laser YAG doublé (532 nm)
- Ω est l'angle solide de collection de la lumière diffusée
- L est la longueur de la trace diffusante effectivement analysée dans l'échantillon
- τ_T est la transmission de l'optique de transfert
- τ_S est la transmission du spectrographe
- τ_O est la transmission de l'objectif effectuant la réduction d'image entre le plan focal du spectrographe et la photocathode du tube intensificateur d'images
- N est la densité numérique moléculaire dans le gaz (molécules.cm⁻³)
- ρ est le rendement quantique de la photocathode du tube intensificateur d'images à la longueur d'onde où apparaît la raie de l'azote soit 697,3nm

Dans notre cas, les valeurs de ces paramètres sont :

$$N_p = 1,07 \cdot 10^{18} \text{ photons (400 mJ)}$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} = 0,46 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2 \cdot \text{r}^{-1} \cdot \text{molécule}^{-1} \text{ (à 532 nm)}$$

$$\Omega = 0,255 \text{ sr}$$

$$L = 3,2 \text{ cm}$$

$$\tau_T = 70 \%$$

$$\tau_S = 30 \%$$

$$\tau_O = 70 \%$$

$$N = 2,5 \cdot 10^{19} \text{ molécules} \cdot \text{cm}^{-3} \text{ pour une pression de 1 bar à } 293^\circ\text{K}$$

$$\rho = 5 \%$$

Le rendement quantique n'a pas été mesuré mais déterminé d'après des abaques fournies par le constructeur (figure II.4) et ne correspond pas nécessairement à la valeur réelle du rendement quantique de la photocathode de notre tube.

Tous calculs faits, $N_e = 73800$ photoélectrons, correspondant à 32 mm de longueur de trace diffusante analysée dans la phase gazeuse, ou à 61 photodiodes éclairées.

Pour un élément de détecteur éclairé correspondant à six diodes, on attribue au niveau de la photocathode de l'intensificateur d'images 7260 photoélectrons, ce qui correspond à une précision relative théorique de $(7260)^{-1/2} = 1,20 \%$.

En opérant de même, on définit ainsi pour d'autres valeurs de densités numériques moléculaires d'azote à 293°K, donc pour d'autres pressions d'azote, leur rapport S/B théorique (Tableau II.6).

Pression en azote (bar)	0,10	0,25	0,50	1,00	1,50	2,00	2,20	3,00	4,00	5,00	6,00
S/B	27	43	61	84	106	122	129	153	175	188	222
B/S en %	3,70	2,30	1,60	1,20	0,90	0,80	0,75	0,60	0,55	0,50	0,45

Tableau II.6 : Estimation de la précision théorique (B/S) sur la mesure de l'azote par notre chaîne de détection multicanale.

La comparaison de ces rapports S/B avec les valeurs expérimentales (Tableau II.2, II.3, II.4 et II.5) montre que la limite physique n'est pas atteinte. En fait, il semble illusoire de pouvoir descendre en dessous de 3 à 4 % en précision, pour un fonctionnement en mode normal de la chaîne de détection. Le fonctionnement en mode obturé, abaisse quelque peu cette limite.

Le bruit thermique du tube intensificateur d'images ne peut pas être à l'origine de la dégradation du rapport signal/bruit photonique. L'émission thermique de la photocathode du tube intensificateur d'images peut être considérée comme négligeable pendant les 50 nanosecondes correspondant au déblocage du tube.

Nous pourrions alors penser que la barrette de photodiodes constitue un élément de la chaîne de détection responsable de l'imprécision de nos mesures. En fait il n'en est rien car le nombre de photons à détecter après intensification, au niveau d'une photodiode pour des signaux correspondant à la raie de l'azote aux

pressions comprises entre 0,1 bar et 2 bars, est de plusieurs milliers de fois supérieure au nombre de photons équivalent de bruit d'une photodiode .

L'écart entre la précision des mesures obtenues et la limite physique de la précision doit être lié au fonctionnement du tube intensificateur d'images, qu'il est difficile d'appréhender étant donné la complexité du système .

3.2.3. - Résolution spatiale

Pour déterminer la limite de résolution spatiale de notre chaîne de mesures, nous avons positionné différentes grilles sur la fente d'entrée du spectromètre afin de pouvoir étudier la fonction de transfert de modulation (FTM) lorsque le spectromètre est couplé :

- à la barrette de photodiodes seule
- au système intensificateur d'images plus barrette de photodiodes.

La radiation utilisée pour éclairer la grille est la raie de vibration de l'azote à 2331 cm^{-1} ($P_{N_2} = 1 \text{ bar}$). Les résultats obtenus sont regroupés sur la figure II.27) .

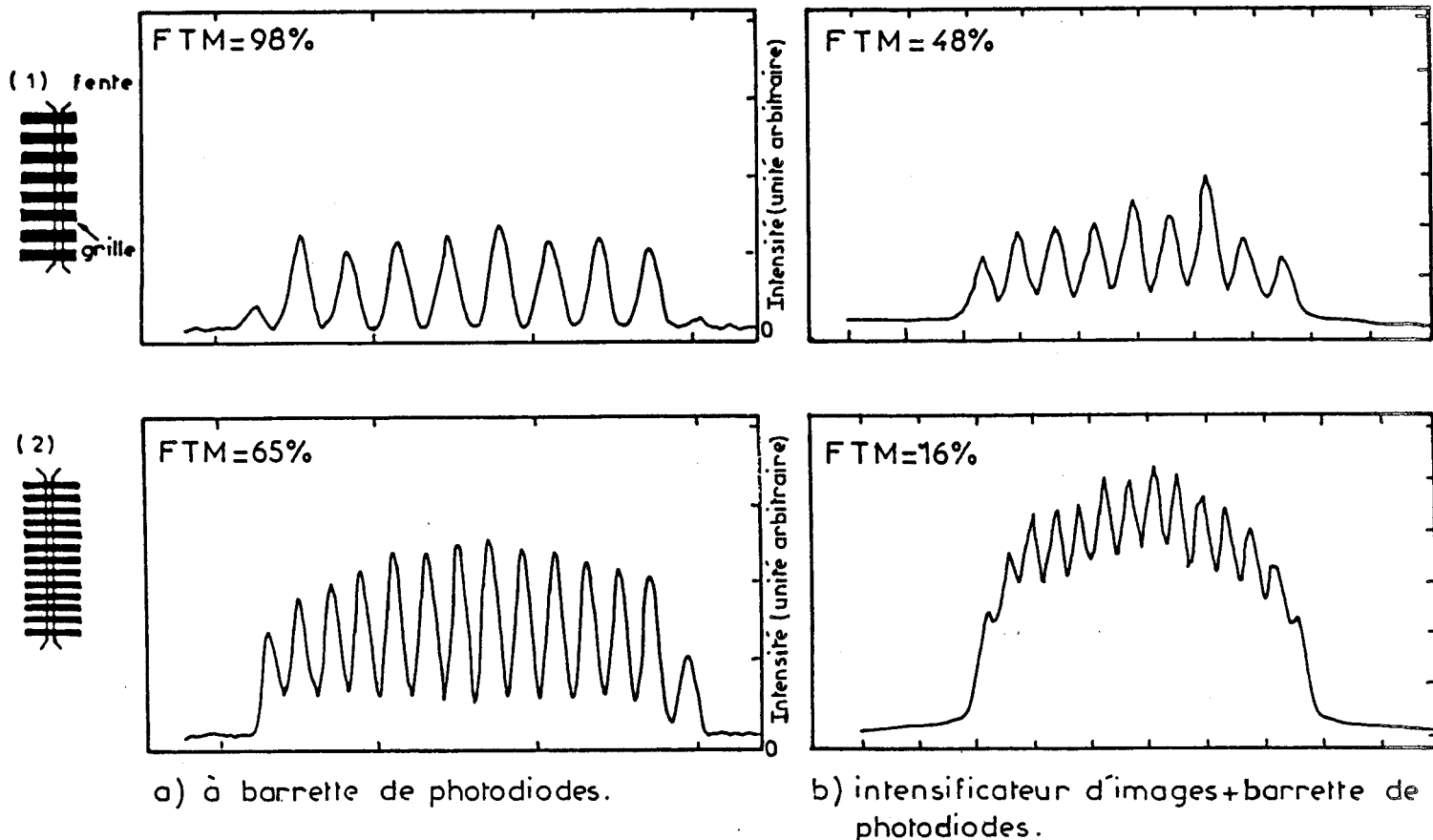


Fig:II 27 Evolution de la fonction de transfert de modulation d'une chaîne de détection

Si l'on considère le système spectrographe + barrette de photodiodes, la FTM approche 98 % pour la grille (1) ayant un pas de 2 mm . Pour la grille (2) ayant un pas de 1,2 mm, la FTM passe à 65 % . Ces résultats sont tout à fait acceptables .

Par contre, si l'on s'intéresse au système spectrographe + intensificateur d'images + barrette de photodiodes, la FTM n'est plus que de 48 % pour la grille (1) et 16 % pour la grille (2) . Dans ce cas la limite de résolution spatiale optimale de notre chaîne de détection, lors d'un fonctionnement normal du tube E.M.I. (gain photonique 10^6) est de l'ordre de 2 mm au niveau de la fente d'entrée du spectrographe.

Le fonctionnement en mode obturé de notre chaîne de détection a pour conséquence de réduire la résolution spatiale comme l'indique la figure II.28 .

En conclusion, la chaîne de détection intensificateur d'images + barrette de photodiodes fonctionnant en mode pulsé permet d'atteindre au niveau de l'échantillon une résolution spatiale de l'ordre de 3 mm .

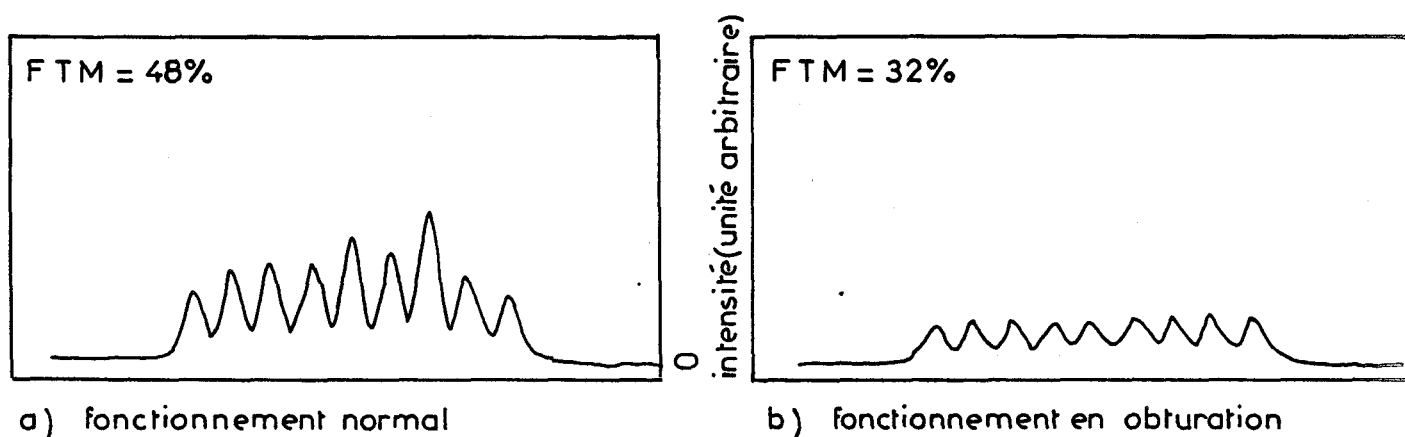


Fig: II-28 Evolution de la F T M de la chaîne de détection à barrette de photodiodes suivant le mode de fonctionnement du tube intensificateur d'images.

CONCLUSION

Cette étude a montré les possibilités et les limites de la spectrométrie Raman en impulsion pour l'analyse spatiale quantitative des espèces moléculaires présentes dans les mélanges gazeux en combustion .

Notre chaîne de mesure équipée du tube analyseur d'images S.I.T., compte-tenu de sa faible dynamique de réponse est mal adaptée pour des mesures quantitatives. Par contre, elle a l'avantage de pouvoir analyser simultanément plusieurs espèces moléculaires en différents points de l'échantillon .

La précision des mesures atteinte avec la chaîne de détection à barrette de photodiodes, bien que n'atteignant pas les limites physiques est suffisamment bonne pour pouvoir analyser de faibles concentrations de gaz . L'intensificateur d'images limite la précision des mesures ainsi que la résolution spatiale . Une amélioration de cette chaîne de mesure peut être obtenue par l'utilisation de tubes intensificateurs d'images à galettes de microcanaux (17, 27, 28), coupés par fibres optiques au détecteur secondaire . Ces tubes doivent permettre des mesures photométriques plus précises . Les couplages par fibres optiques assurent le transfert des images photoniques avec une meilleure efficacité que les couplages par objectif .

CHAPITRE II

BIBLIOGRAPHIE

- 1 - R. MICHAEL-SAADE, J.P. SAWERY SIN, L.R. SOCHET, G. BUNTINX, M. CRUNELLE-CRAS, F. GRASE, M. BRIDOUX
Dynamics of flames and reactivities systems (J.R. Bowen, N. Manson, A.K. Oppenheim and R.I. Solunkin, Ed), Progress in Astronautics and Aeronautics, Vol. 95, p. 658, 1984
- 2 - R. MICHAEL-SAADE
Thèse Docteur Ingénieur, Lille, 1984
- 3 - G. BUNTINX
Thèse 3ème Cycle, Lille, 1984
- 4 - A. DEFFONTAINE
Thèse 3ème Cycle, Lille, 1975
- 5 - Documentation Technique QUANTEL
- 6 - Notice E.M.I.
- 7 - BHALCHANDRA D. BHAWE AND JAGDISH C. MONGA
Applied Optics, Vol. 24, N° 14, 1984
- 8 - JOHN W. OLESIK and JOHN P. WALTERS
Applied Spectroscopy, Vol. 38, N° 4, 1984, p. 578-585
- 9 - J. BARDES, C. CHANCEL, P. JOURDE
Acta Electronica, Vol. 15, N° 4, 1972, p. 351-356
- 10 - Documentation technique RETICON
- 11 - R.K. WINGE, V.A. FASSEL, D.E. ECKELS,
Applied Spectroscopy, vol. 40, N° 4, P. 461-464, 1986
- 12 - Y. TALMI, R.W. SIMPSON
Applied Optics, vol. 19, N° 9, 1980
- 13 - F. DESVIGNES
Nouv. Rev. d'Optique appliquée, 1971, 2, N° 2, p. 121-132
- 14 - STEVEN S. WOGT, ROBERT G. TULL, PHILIP KELTON
Applied Optics, vol. 17, N° 4, p. 574-592, 1978
- 15 - M. DELHAYE, M. BRIDOUX, E. DA SILVA
Spectra 2000, N° 77, Vol. 10, 1982
- 16 - A. DEFFONTAINE, M. BRIDOUX, M. DELHAYE, E. DA SILVA, W. HUG,
Revue de Phys. Appl., 19, 1984, p. 415-421

- 17 - J. BARBILLAT
Thèse d'Etat, Lille, 1983
- 18 - M. DELHAYE
Proceeding of the VIIIth International Conference on Raman Spectroscopy
1982, p. 223, Eds. J. LASCOMBE, P.V. HUONG (J. WILEY and Sons)
- 19 - H. TOURBEZ
Thèse 3ème cycle, Lille, 1975
- 20 - D. LEFEBVRE
DEA, Lille, 1986
- 21 - Documentation Technique Spectra Physics
- 22 - W. HUG, H. SURBECK
Chem. Phys. Lett., N° 60, 1979
- 23 - H. SURBECK, W. HUG, M. GREMAUD, M. BRIDOUX, A. DEFFONTAINE,
E. DA SILVA
Optics Comm., Vol. 38, N° 1, 1981
- 24 - Documentation technique DILOR
- 25 - A.J. LIEBER
The review of Scientific instrument, Vol. 43, N° 1, 1972
- 26 - ALAN C. ECKBRETH, Paul A. BONCZYCK, JAMES F. VERDIECK
Progress in Energy and Combustion Science, Vol. 5, p. 253-322, 1979,
Pergamon Press
- 27 - M. LAMPTON
Pour la Science, N° 51, p. 46-57, 1982
- 28 - D.J. RUGGIERI et M. MALAVAL
Opto-electronique, N° 19, p. 47-51, 1984

CHAPITRE III

ANALYSE SPATIALE DES ESPECES MOLECULAIRES MAJORITAIRES
PRESENTEES DANS LA CHAMBRE DE COMBUSTION
D'UN MOTEUR EN FONCTIONNEMENT

INTRODUCTION	119
1 - LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL.....	120
1.1 - LE MOTEUR	121
1.2 - L'ENVIRONNEMENT DU MOTEUR.....	124
1.3 - L'ALIMENTATION EN GAZ	125
1.4 - LE CAPTEUR DE PRESSION	126
1.5 - CARACTERISTIQUES DU SYSTEME OPTIQUE DE COUPLAGE INTENSIFICATEUR D'IMAGES CAMERA S.I.T.	127
1.5.1 - Le système utilisé	127
1.5.2 - Le système idéal.....	128
1.6 - LE COUPLAGE OPTIQUE MOTEUR - SPECTROGRAPHE	129
2 - ACQUISITION ET TRAITEMENT DU SIGNAL.....	131
2.1 - LE COUPLAGE ELECTRONIQUE MOTEUR-SPECTROGRAPHE	131
2.1.1 - Synchronisation du laser et de la camera S.I.T.....	131
2.1.2 - Synchronisation du laser et du tube intensificateur d'images E.M.I.....	133
2.1.3 - Synchronisation du laser et du moteur.....	133
2.2 - MEMORISATION DU SIGNAL.....	136
2.3 - ANALYSE DU SIGNAL.....	136
3 - CONDITIONS OPERATOIRES	138
3.1 - SITUATION GEOMETRIQUE DE LA ZONE D'ANALYSE	138
3.2 - CARACTERISTIQUES DE FONCTIONNEMENT DU MOTEUR.....	139
3.3 - CARACTERISTIQUES DE LA COMBUSTION	141
3.4 - CARACTERISTIQUES DE FONCTIONNEMENT DE L'INSTALLATION DE SPECTROMETRIE RAMAN LASER.....	144
3.5 - SENSIBILITE THEORIQUE DE LA METHODE	144

4 - RESULTATS EXPERIMENTAUX.....	147
4.1 - ETUDE DE LA COMPOSITION DE LA PHASE GAZEUSE POUR DIFFERENTES VALEURS DE DE L'ANGLE DE VILEBREQUIN	147
4.2 - ETUDE DE LA PHASE GAZEUSE POUR DES VALEURS DE L'ANGLE DE VILEBREQUIN COMPRISES ENTRE 381° et 392°.....	151
4.3 - EXEMPLE D'EXPLOITATION DES IMAGES SPECTRALES	153
4.3.1 - Détection des hétérogénéités de distribution spatiale des espèces moléculaires	153
4.3.2 - Détection des espèces moléculaires au cours du cycle de combustion.....	154
CONCLUSION	155

INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous étudierons les possibilités de la spectroscopie Raman multicanale en impulsion pour l'étude de la distribution spatiale d'espèces moléculaires majoritaires dans la chambre de combustion d'un moteur à 4 temps.[1]

Pour bien cerner les possibilités de cette méthodologie, il est nécessaire de connaître tous les paramètres expérimentaux.

1 - LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le schéma du dispositif expérimental utilisé est représenté sur la figure III.1. La zone analysée est excitée par un laser YAG doublé en fréquence (532 nm). Le faisceau laser est focalisé par une lentille de 650 mm de longueur focale à l'intérieur de la culasse du moteur modifiée pour permettre le passage du faisceau laser et la collection de la lumière diffusée. Celle-ci est ensuite analysée par le spectromètre multicanal déjà décrit précédemment. La chaîne de détection utilise le tube intensificateur d'images EMI couplé au tube analyseur d'images S.I.T.[2]

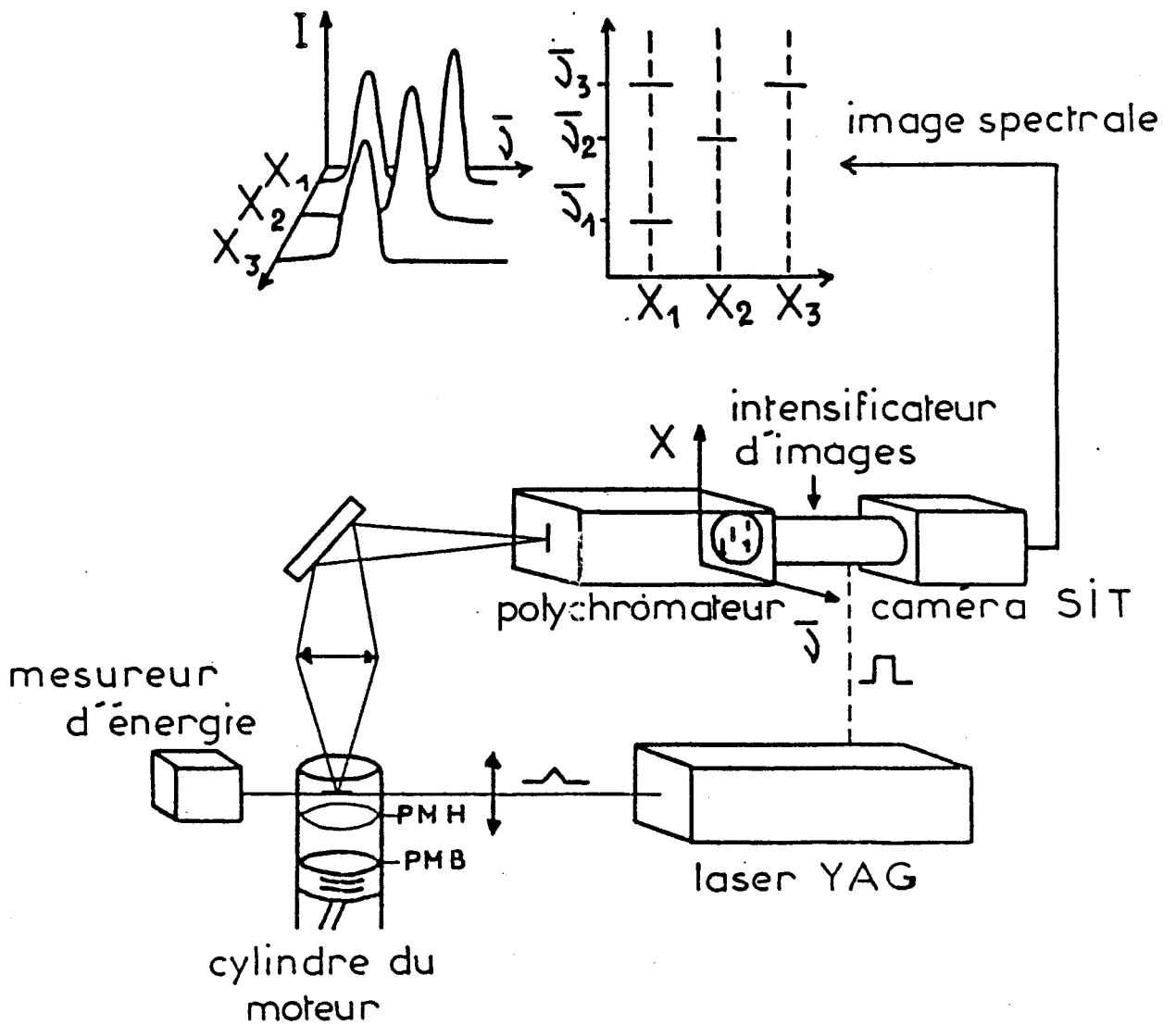


Fig:III.1 Dispositif expérimental

1.1 - LE MOTEUR

Le moteur utilisé lors de nos études est un monocylindre 4 temps de marque "BERNARD" modèle 617. Il possède un alésage de 70 mm et une course de 60 mm, pour une cylindrée de 231 cm³. L'avance à l'allumage est réglée à 25° avant le point mort haut.[3]

La culasse en aluminium a été oxydée anodiquement puis noircie pour minimiser la lumière parasite engendrée par les réflexions sur les pièces métalliques brillantes. Réalisée au laboratoire, elle est équipée de fenêtres en quartz pour le passage du faisceau laser dans la chambre de combustion, et sur la partie supérieure, d'un large hublot pour la collection de la lumière diffusée et de deux orifices placés côte à côte où s'adaptent la bougie et le capteur de pression piezo-électrique.

Lors d'expériences préliminaires [1], les fenêtres optiques permettant le passage du faisceau laser faisaient fréquemment l'objet de fractures en raison de l'irradiance élevée provoquée par le faisceau laser. En outre, leur pollution par l'huile et les produits de la combustion accentuait ce phénomène. En effet, l'huile se dépose sur les fenêtres au cours du fonctionnement du moteur et diminue très rapidement leur transparence, nécessitant des démontages et des nettoyages fréquents après quelques minutes seulement de fonctionnement. Cette pollution s'accompagne d'une dégradation du rapport signal sur bruit des signaux à mesurer.

Il a donc fallu envisager l'éloignement des hublots optiques du point de focalisation du faisceau laser par adjonction à la culasse d'appendices latéraux porteurs de hublot optiques sous incidence de BREWSTER comme le montre la figure III.2.

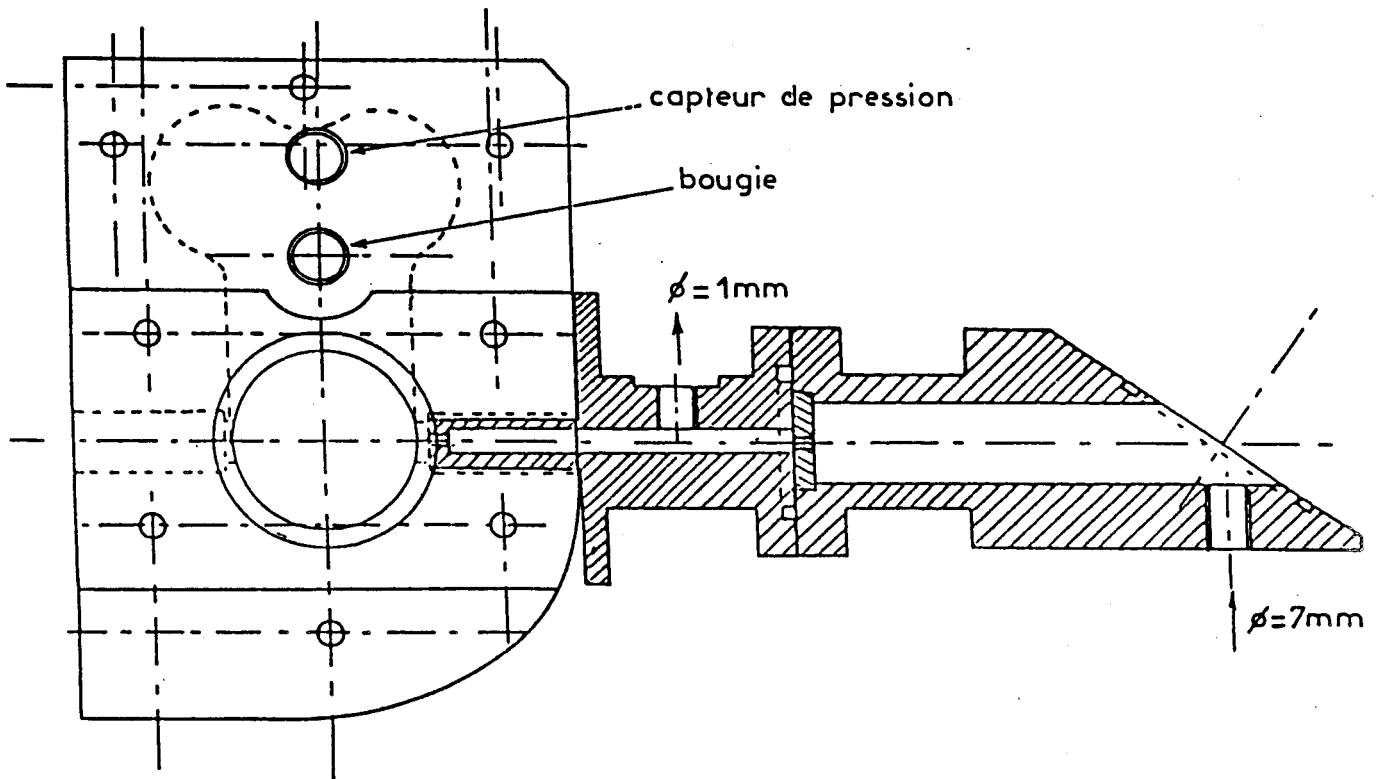


Fig:III.2 Schéma de la culasse

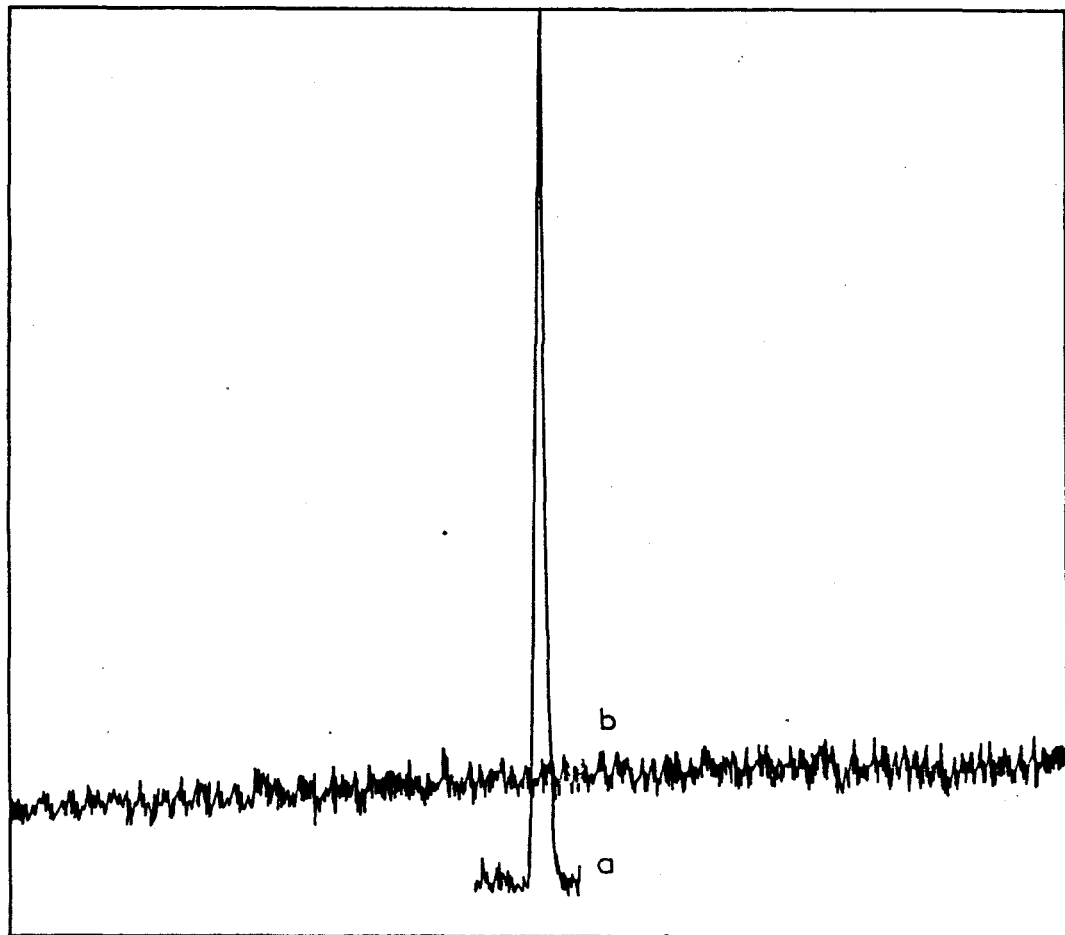
Il y a lieu de noter que cette modification entraine une augmentation du volume offert à la masse gazeuse. L'augmentation de volume est de l'ordre de $2 \times (35 \text{ cm}^3)$. Chacun des volumes supplémentaires apportés par les appendices latéraux communique avec le cylindre par l'intermédiaire de 3 trous successifs de diamètres, respectivement, 2mm, 2,5mm, 3mm.

Chaque appendice latéral est muni d'une canalisation d'entrée et d'une canalisation de sortie permettant d'effectuer un balayage continu par de l'azote ou de l'air.

Des études entreprises pour estimer l'incidence de ces appendices latéraux sur le fonctionnement du moteur ont mis en évidence :

- des échanges gazeux du cylindre vers les 2 appendices latéraux pour des valeurs de l'angle de vilebrequin comprises entre 270° et 450°
- que le cycle de pression était très peu affecté. Ceci pour une pression du gaz de balayage voisine de $1,6 \text{ Kg.cm}^{-2}$.

La présence d'huile dans la chambre de combustion est préjudiciable aux mesures pour une autre raison. L'huile utilisée émet une large bande de fluorescence sous l'effet de l'excitation par le faisceau laser (figure III.3). Ce signal parasite se superpose au spectre Raman et diminue le rapport signal sur bruit des signaux utiles.[4]



2660 2000
Fig:III-3 Spectre Raman de N_2 de l'air(a) comparé au spectre de fluorescence de l'huile en phase gazeuse(b)

Dans le but de diminuer la concentration en huile dans la phase vapeur présente dans le cylindre, nous avons connecté au carter une pompe mécanique à vide .

Toutes ces modifications permettent d'améliorer la tenue des hublots optiques sous l'irradiance du faisceau laser (disparition des piqûres et des fêlures sur les hublots d'accès) et de limiter considérablement les dépôts d'huile sur les fenêtres optiques d'introduction du faisceau laser et sur le hublot permettant la collection de la lumière diffusée. Le dispositif peut alors fonctionner sans aucune intervention pendant plusieurs heures.

1.2 - ENVIRONNEMENT DU MOTEUR

La mise en route du moteur à allumage commandé est assurée par un moteur électrique couplé à ce dernier par une courroie. Ce moteur auxiliaire sert également de charge régulatrice pour le moteur à combustion interne lorsque celui-ci fonctionne réellement. Leur vitesse de rotation commune est de 1580 tours/mn environ . Le moteur auxiliaire, évidemment, assure l'entraînement du cylindre à vide, c'est à dire lorsqu'on n'utilise pas de mélange combustible (fonctionnement dit en "moteur entraîné").

Un disque à fente monté sur l'axe du vilebrequin permet de repérer la position angulaire de celui-ci pour la synchronisation avec le tir laser.

Les amplitudes de vibration du moteur, essentiellement verticales ont été réduites au 1/10ème de mm en le fixant sur une dalle de fonte de 600 kg posée sur quatre supports antivibratoires BECA (figure III.4). La plaque intermédiaire supportant les deux moteurs peut être translatée dans une direction perpendiculaire à l'axe du faisceau laser de façon à optimiser le passage du faisceau laser au centre des fenêtres optiques de la culasse.

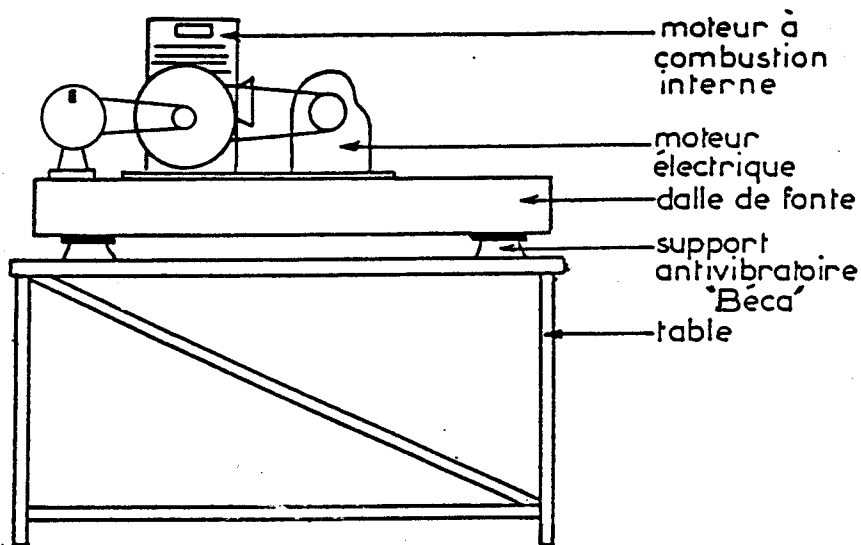


Fig: III-4 Montage du moteur sur son support

1.3 - L'ALIMENTATION EN GAZ

Une rampe d'alimentation en gaz (combustible et air) a été installée de façon à pouvoir contrôler facilement la richesse du mélange. Elle est pourvue de manomètres de pression et de cols soniques pour la mesure des débits gazeux. Elle permet la réalisation d'éventuels prémélanges.

L'air est directement tiré de la canalisation d'air comprimé du laboratoire. Il est filtré et débarrassé de l'huile qu'il contient par un filtre WHATMAN en papier.

Un volume tampon de deux litres environ a été installé entre la rampe d'alimentation et le carburateur du moteur de façon à réduire les pertes de charge dues aux canalisations.

La richesse du mélange air-hydrocarbure utilisé est contrôlée au moyen de la détermination des pourcentages en CO et CO₂ contenus dans les gaz brûlés. Une partie des gaz brûlés est prélevée directement en sortie du moteur, refroidie puis desséchée avant d'être analysée par deux analyseurs infrarouge BECKMAN (l'un pour l'analyse de CO, l'autre pour l'analyse de CO₂). La richesse du mélange est déterminée à partir d'une abaque appropriée.

Un analyseur à sonde polarographique BECKMAN également inséré dans la canalisation d'analyse des gaz brûlés secs permet de déterminer le pourcentage en oxygène.

1.4 - LE CAPTEUR DE PRESSION

Il peut être intéressant d'étudier l'évolution de la pression au cours d'un ou plusieurs cycles de fonctionnement du moteur pour mettre en évidence d'éventuelles instabilités du phénomène de combustion. Les capteurs de pression classiques ne possèdent pas une réponse en fréquence suffisante pour donner la valeur instantanée de la pression à l'intérieur de la chambre de combustion.

Les capteurs capables d'effectuer de telles mesures sont les capteurs de pression piézo-électriques à quartz. Nous avons utilisé un capteur fabriqué par VIBRO-METER de type 12 QP 250 C pouvant mesurer des variations relatives de pression allant jusqu'à 150 kg.cm⁻² [5]. Sa sensibilité est de 67,83 10⁻¹² C.kg⁻¹.cm². Une circulation d'eau distillée assure le refroidissement du capteur de façon à éviter toute dégradation par un trop grand échauffement du quartz. Le capteur monté sur la culasse d'un moteur à combustion interne, doit être capable de fonctionner en permanence.

Le capteur de pression piézo-électrique à quartz est utilisé en liaison avec un amplificateur de charges de type TA-3/D VIBRO-METER. Celui-ci assure deux fonctions :

- la conversion des charges électrostatiques en tension.
- l'amplification des tensions ainsi produites.

Il possède un facteur d'amplification et une impédance d'entrée très élevés, respectivement 100 000 et 10¹⁴ ohms, ainsi qu'une contre-réaction

capacitive. Ce genre d'amplificateur a la propriété de créer une capacité d'entrée apparente dont l'importance correspond à peu près au produit du facteur d'amplification et de la capacité de contre-réaction. Le facteur d'amplification étant au moins de 100 000, les capacités d'entrée apparentes sont très grandes, ce qui se traduit par une insensibilité aux capacités des cables de liaison.

La formule suivante s'applique à l'amplificateur de charges : $Q=U.C$ où Q est la charge à l'entrée, U la tension à la sortie de l'amplificateur à contre-réaction capacitive et C la capacité de contre-réaction.

L'amplificateur est étalonné, ce qui signifie qu'il est possible de faire des mesures absolues de variation de pression.

Par exemple, si l'on veut mesurer des variations relatives de pression de 15 kg.cm^{-2} avec le capteur piezo-électrique précédent ($67,83 \text{ pC.kg}^{-1}.\text{cm}^2$), la charge maximale produite sera de $15 \times 67,83 = 1017,45 \text{ pC}$. On réglerà l'amplificateur de charges sur cette valeur et il donnera typiquement 10 V pour 1017 pC soit 10 V pour 15 kg.cm^{-2} .

Les variations de la pression au cours du cycle de fonctionnement du moteur sont visualisées sur un oscilloscope.

La linéarité d'un tel montage est d'environ $0,01 \%$.

1.5 - CARACTERISTIQUES DU SYSTEME OPTIQUE DE COUPLAGE INTENSIFICATEUR D'IMAGES-CAMERA S.I.T.

1.5.1 - Système utilisé

L'idée directrice dans la conception du système optique était d'obtenir un champ spectral d'analyse suffisamment large pour pouvoir analyser simultanément les principales espèces moléculaires intervenant dans le processus de combustion.

Les dimensions de la cible de la caméra S.I.T. ($9,5 \text{ mm} \times 12,7 \text{ mm}$) limitent le champ spectral d'analyse. La seule façon d'adapter le domaine

spectral analysable de l'installation de spectrométrie Raman multicanale à notre problème était d'intervenir sur le grandissement de la combinaison optique placée entre l'intensificateur d'images et la caméra S.I.T.

Nous avons choisi une combinaison optique constituée de 2 objectifs tête-bêche de longueurs focales 135 mm et 50 mm. Le grandissement de l'ensemble est de 1/2,7.

Le tableau III.1 résume les principales caractéristiques du montage utilisé pour une excitation des spectres avec la radiation de longueur d'onde 532 nm.

Analyse	Champ analysé	Résolution
Spectrale	$\sim 3700 \text{ cm}^{-1}$ 1004 \AA	$\sim 52 \text{ cm}^{-1}$ 15 \AA
Spatiale	16 mm	1 mm

Tableau III.1

1.5.2 - Système idéal

De toute évidence, cette manière de procéder qui nous a permis d'augmenter le champ spectral d'analyse n'est pas très satisfaisante optiquement. Il est certain qu'en utilisant un couplage tube intensificateur d'images-caméra de grandissement 1, et en réduisant la dispersion du spectrographe nous aurions pu également adapter le champ spectral à notre étude.

Dans la pratique, pour obtenir une diminution de la dispersion, on peut soit utiliser un réseau à basse dispersion, soit utiliser un objectif de chambre de plus courte longueur focale. Nous n'avons pas retenu cette solution car nous n'avons pas la possibilité d'effectuer un couplage optique des détecteurs avec un système optique de grandissement 1 suffisamment ouvert.

1.6 - LE COUPLAGE OPTIQUE MOTEUR-SPECTROGRAPHE

L'intensité de la lumière diffusée par les gaz étant très faible, il est important de minimiser les pertes de lumière lors du transfert de celle-ci de la chambre de combustion vers la fente d'entrée du spectrographe.

Pour cela nous avons réduit au maximum le trajet optique entre l'échantillon et le spectromètre Raman multicanal, ainsi que le nombre de pièces optiques utilisées pour ce transfert.

Le schéma de ce montage est représenté par la figure III.5.

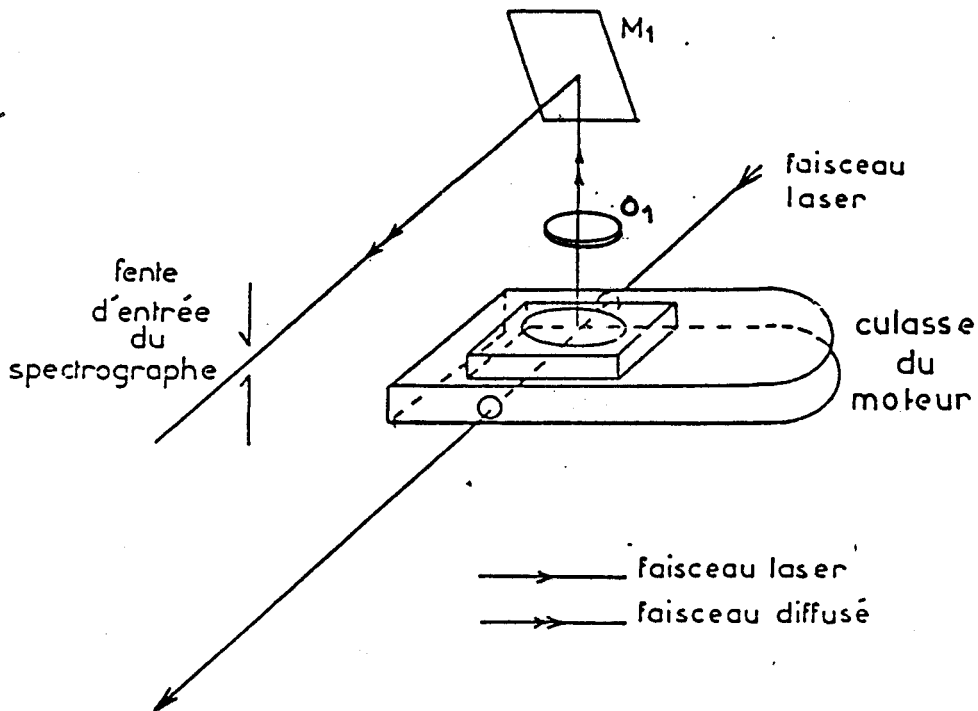


Fig:III-5 Couplage optique moteur-spectrographe

Les caractéristiques des différentes pièces optiques sont :

O_1 : objectif de longueur focale 120 mm, ouvert à $F/1,2$

M_1 : miroir plan

Le couplage optique entre la zone analysée dans la chambre de

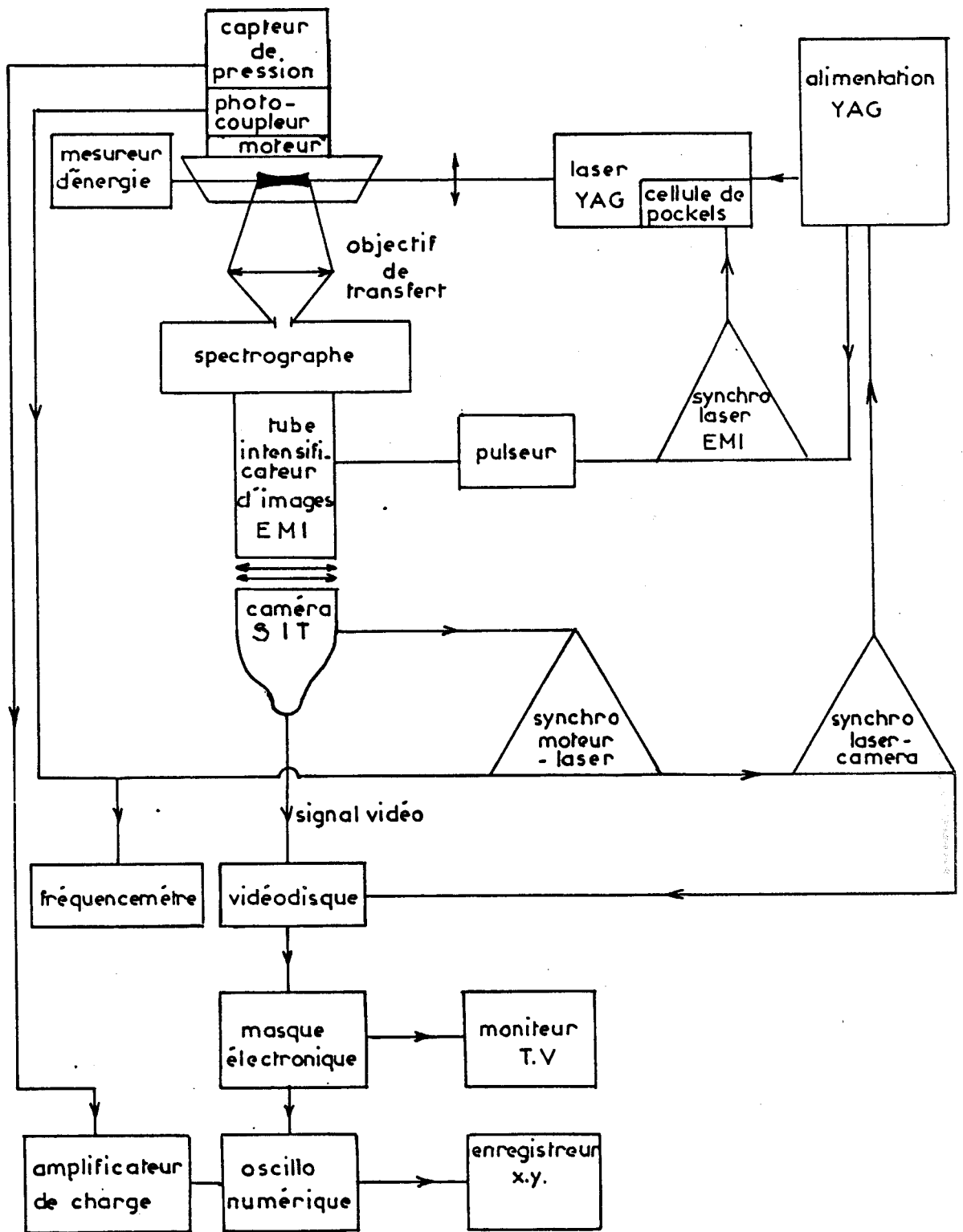


Fig: III-6 Schéma synoptique de l'installation de spectrométrie Raman multicanale.

combustion et la fente d'entrée du spectrographe se fait avec un grandissement de 2, c'est à dire que 16 mm de trace diffusante dans la chambre de combustion du moteur sont conjugués aux 32 mm utiles de la fente d'entrée du spectrographe (hauteur de la fente d'entrée).

2 - ACQUISITION ET TRAITEMENT DU SIGNAL

Le schéma synoptique de l'installation de spectrométrie Raman multicanale permettant l'acquisition et le traitement d'images spectrales Raman de la phase gazeuse présente dans le moteur est représenté sur la figure III.6.

Pour bien comprendre le fonctionnement de la prise d'information, analysons-en chronologiquement les diverses étapes.

2.1 - COUPLAGE ELECTRONIQUE MOTEUR-SPECTROGRAPHE

Afin de recueillir la totalité de l'information contenue dans l'image spectrale Raman, lors d'un tir d'excitation laser il est indispensable d'une part de synchroniser le tir laser d'excitation et le déblocage du tube intensificateur d'images avec le début de la lecture de la cible de caméra, et d'autre part de déclencher ce tir laser pour une position déterminée du piston dans le cylindre.

La figure III.7 représente le chronogramme de déclenchement du laser YAG et de la prise d'information. On remarque que ce sont les tops images de la caméra qui vont déclencher l'acquisition. Différents retards ajustables permettent de "caler" l'impulsion laser immédiatement après le top image (2), qui suit celui qui a donné l'ordre de déclenchement (1).

Le couplage électronique entre les divers éléments du système expérimental a été mis au point et perfectionné au cours des années au laboratoire par F. GRASE.[6]

2.1.1 - Synchronisation du laser et de la caméra S.I.T.

La caméra S.I.T. utilisée est à balayage séquentiel entrelacé, c'est à dire que sur chacune des images la lecture se fait en deux temps : d'abord

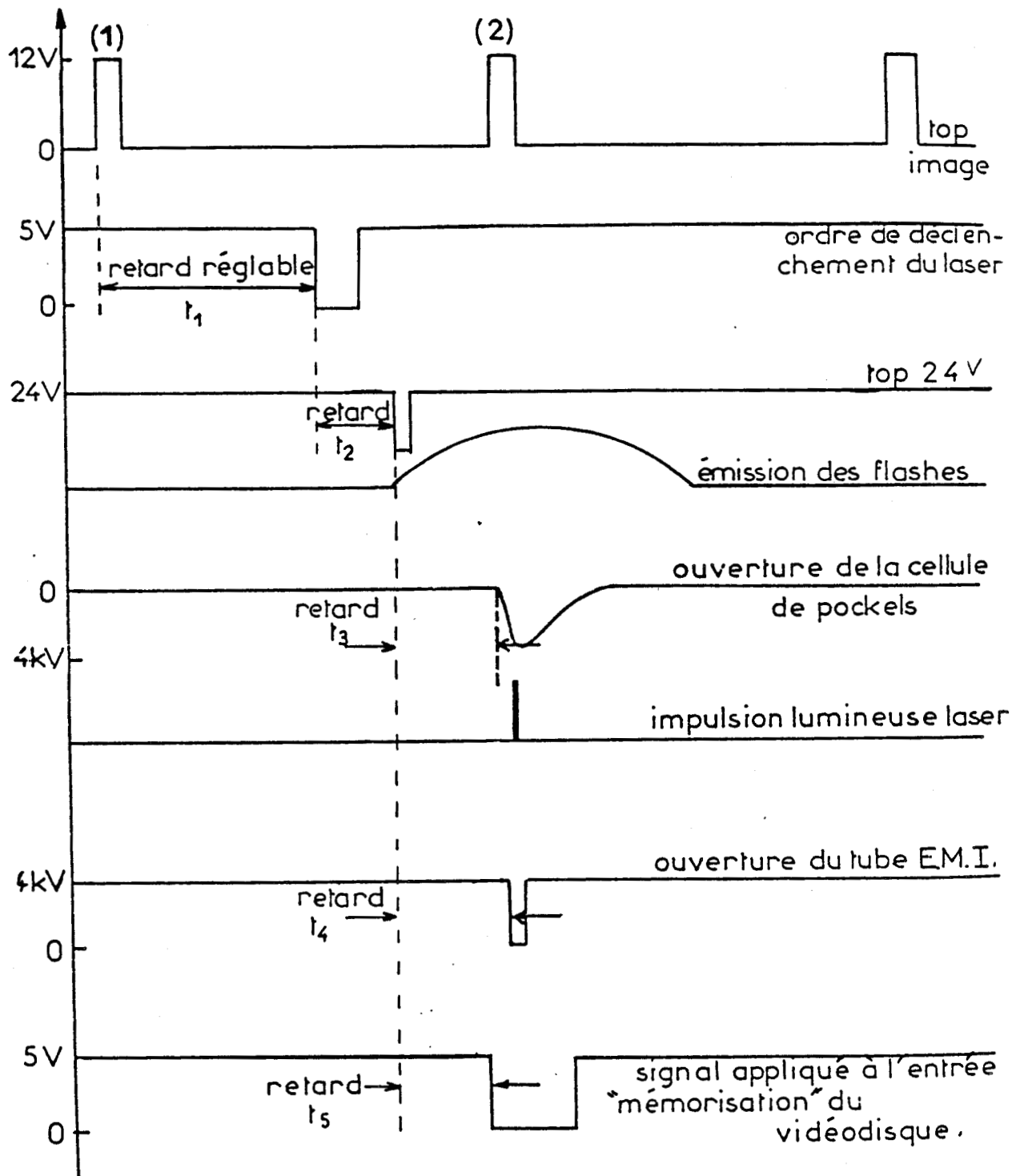


Fig:III-7 Chronogramme de la synchronisation caméra-laser-tube intensificateur d'images - mémoire magnétique.

les lignes impaires puis les lignes paires (trame impaire puis trame paire). Si le signal Raman arrive après le passage du faisceau de lecture, il y a perte d'information. Pour conserver l'information en totalité, il faut que l'image spectrale soit mémorisée sur la cible de la caméra avant le début du balayage par le faisceau de lecture.

Ceci est réalisé si le tir laser a lieu pendant le top image qui précède la prise d'information.

2.1.2 - Synchronisation du laser et du tube intensificateur d'images E.M.I.

Un générateur de retard variable va commander à partir du top 24V (déclenchement de l'émission des flashes) :

- l'ouverture de la cellule de Pockels du laser YAG au maximum d'émission des flashes (retard t_3)
- le déclenchement du générateur de créneau de haute tension 4 KV - 0 KV, destiné au déblocage du tube intensificateur d'image EMI (retard t_4)

On cale ainsi l'impulsion laser de 15 ns dans une porte électronique de 50 ns de largeur à mi-hauteur et de 5 ns de temps de montée (et de descente).

2.1.3 - Synchronisation du laser et du moteur

Le repérage de l'angle du vilebrequin est réalisé au moyen d'un disque à fente lié à la rotation du moteur. 720° de rotation du vilebrequin caractérisant le cycle complet de combustion (admission, compression, explosion et échappement) correspondent à 360° de rotation du disque à fente. Un photocoupleur CNY37 TELEFUNKEN complète le dispositif de repérage. Le signal issu du photocoupleur déclenche le tir laser pour la position du vilebrequin que l'on a présélectionnée.

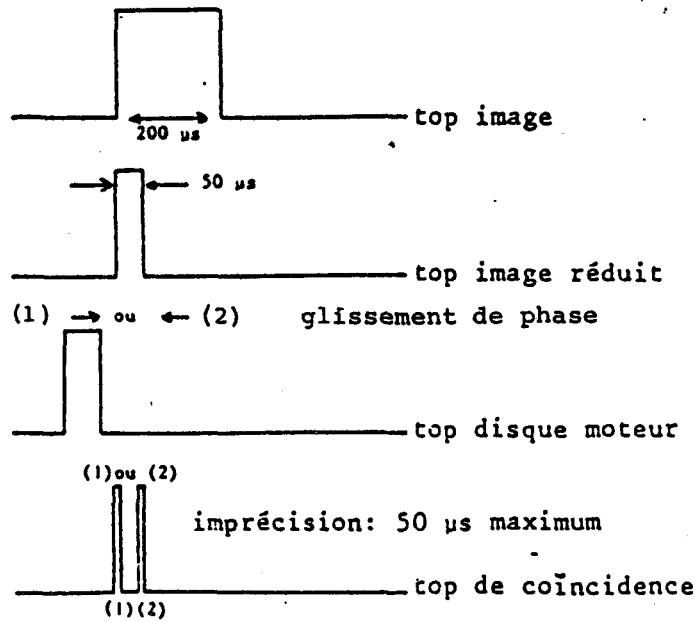


Fig:III.8 Schéma synoptique de la synchronisation du laser YAG avec le moteur.

L'intervalle de temps entre l'ordre de déclenchement et l'apparition de l'impulsion lumineuse est de plusieurs millisecondes. Il faut donc tenir compte de ce décalage et de la vitesse de rotation instantanée pour connaître la valeur exacte de l'angle de vilebrequin où a eu lieu effectivement l'analyse.

Il reste alors à synchroniser le déclenchement du laser avec le début de la lecture de la cible de la caméra. Le schéma synoptique de cette synchronisation est représenté sur la figure III.8. Le principe est d'obtenir un signal de coïncidence entre les tops images de la caméra et le top de synchronisation du disque moteur qui va déclencher le laser.

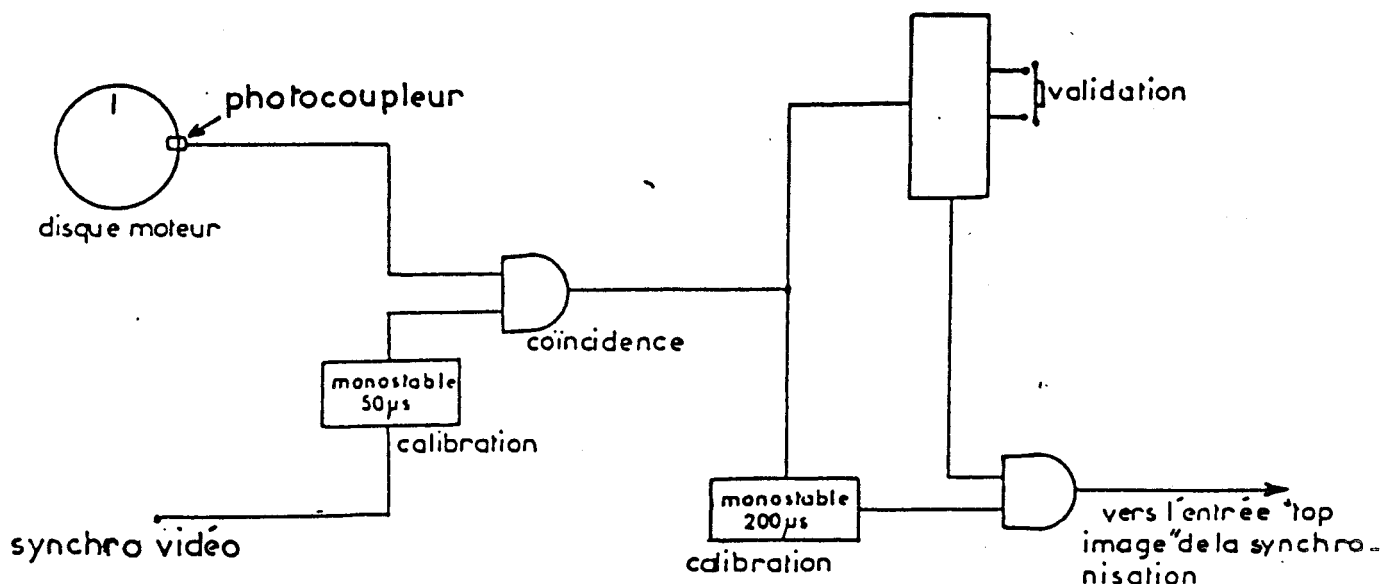


Fig:III-9 Chronogramme de la synchronisation caméra-photocoupleur.

Le monostable $50\ \mu\text{s}$ réduit la largeur des tops images d'un facteur 4 de façon à augmenter dans les mêmes proportions la précision sur le repérage de l'angle de vilebrequin (figure III.9).

Ramenée à la rotation du vilebrequin l'erreur sur le repérage n'excède pas un demi degré.

Le top de coïncidence recalibré en top image par le monostable $200\ \mu\text{s}$ déclenche le système de synchronisation décrit plus haut.

Le retard entre le top de coïncidence et l'arrivée de l'impulsion lumineuse laser est réglé au moyen d'un potentiomètre multitours (retard réglable t_1). Il correspond à la période des tops images soit 20 ms environ.

Ce retard ($t_1+t_2+t_4$) est contrôlé à l'aide d'un fréquencemètre-période mètre numérique PHILIPS 6670. Cet appareil mesure également la vitesse de rotation du moteur. Ces deux données permettent de calculer l'angle effectif de vilebrequin pour lequel a eu lieu l'excitation de la phase gazeuse par le faisceau laser.

La cadence d'acquisition est très faible car après l'ordre d'acquisition

Il peut s'écouler plusieurs dizaines de secondes avant qu'il y ait coïncidence entre les tops images de la caméra et le signal du disque moteur.

2.2 - MEMORISATION DU SIGNAL

L'unité de synchronisation caméra-laser commande la mise en mémoire de l'image contenant le signal Raman dans une mémoire magnétique (retard t_5). L'appareil utilisé, de type MS 200, est fabriqué par la firme C.V.I. Un inverseur permet soit de visualiser l'état de la mémoire, soit de suivre le phénomène observé en temps réel. La bande passante de cet appareil n'excède pas 4 MHz. Il faut donc s'attendre à une résolution de l'ordre de 250 points par ligne. La mémoire magnétique ne permet de mémoriser qu'une seule image, c'est à dire deux trames, (paire et impaire) correspondant à la lecture complète de la cible du tube analyseur d'images.

Une fois figée dans la mémoire magnétique, l'image peut être analysée spatialement au moyen d'un "masque électronique".

2.3 - TRAITEMENT DU SIGNAL

La lecture de l'image spectrale mémorisée sur la cible d'un tube analyseur d'images peut se faire de deux manières différentes :

- on place le "balayage ligne" de la cible du tube S.I.T. perpendiculairement aux raies spectrales. Dans ce cas, à chaque ligne correspond le spectre Raman d'une région différente de l'échantillon, un oscilloscope à base de temps retardée permet l'exploitation de chacun des spectres. Malheureusement cette méthode ne peut s'appliquer qu'à l'analyse de raies spectrales très intenses car la bande passante très large nécessaire entraîne un niveau de bruit élevé. De plus, les systèmes d'acquisition courants ne permettent pas la mise en mémoire d'une ligne de télévision (durée de lecture d'une ligne : $64\mu s$).

- on place le "balayage ligne" de la cible parallèlement aux raies spectrales. Dans ce cas tous les photons contenus dans un élément spectral sont intégrés. Il y a donc perte de l'information spatiale. La solution la plus pratique pour atteindre la résolution spatiale avec cette configuration est

de découper artificiellement des bandes verticales perpendiculairement aux lignes de balayage : chaque bande correspond à un élément de volume donné de l'échantillon.

Ce découpage en bandes verticales est assuré par un "masque électronique" réalisé au laboratoire par F. GRASE et C. DUPRET. Il est essentiellement constitué d'une porte analogique. Dans la pratique, l'utilisateur a la possibilité de choisir la largeur de la bande verticale d'analyse, et de la déplacer. Une illustration du fonctionnement de ce masque est donnée sur la figure III.10. Sur ce schéma, nous avons représenté la bande verticale, habituellement visualisée en sombre sur le moniteur de télévision, qui permet de délimiter la zone examinée, tout le reste de l'image étant masqué. En analysant plusieurs bandes successives on analyse différents éléments de volume localisés le long de la trace diffusante dans la chambre de combustion du moteur.

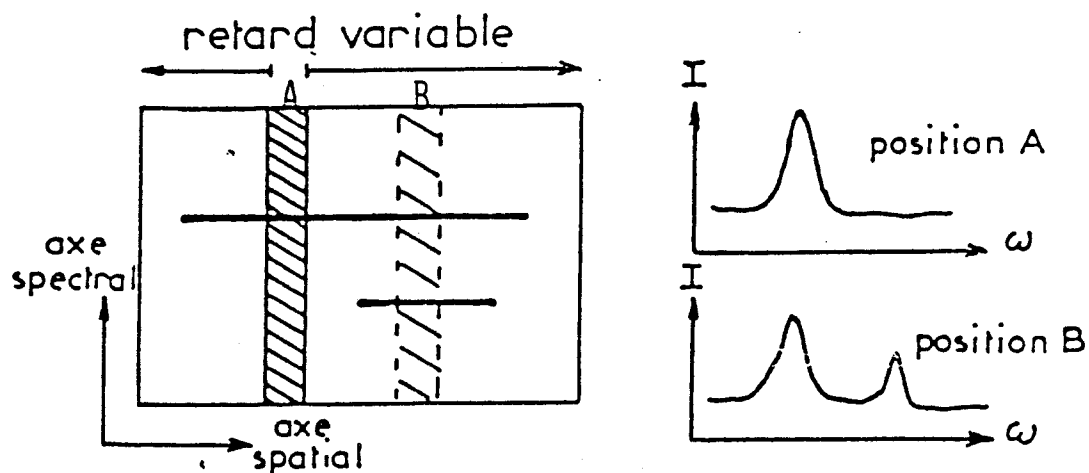


Fig. III-10 Principe du "masque" électronique

Un filtre passe-bas incorporé au masque, de bande passante réglable de 3 KHz à 8 KHz, permet d'éliminer les hautes fréquences dues aux signaux de synchronisation du balayage ligne. Le signal filtré obtenu est alors envoyé sur un oscilloscope numérique pour visualisation directe.

La connection d'une table traçante XY de marque HP 7004A à l'oscilloscope permet l'enregistrement des spectres.

3 - CONDITIONS OPERATOIRES

Elles ont été maintenues constantes durant toutes les expériences.

3.1 - SITUATION GEOMETRIQUE DE LA ZONE D'ANALYSE

La zone analysée, représentant approximativement un volume cylindrique de 16 mm de long sur $0,01 \text{ mm}^2$, est située à 10 mm au dessus de la partie supérieure du piston en position point mort haut (PMH) (figure III.11).

Le centre de la zone d'analyse se trouve éloigné de 44 mm des électrodes de la bougie.

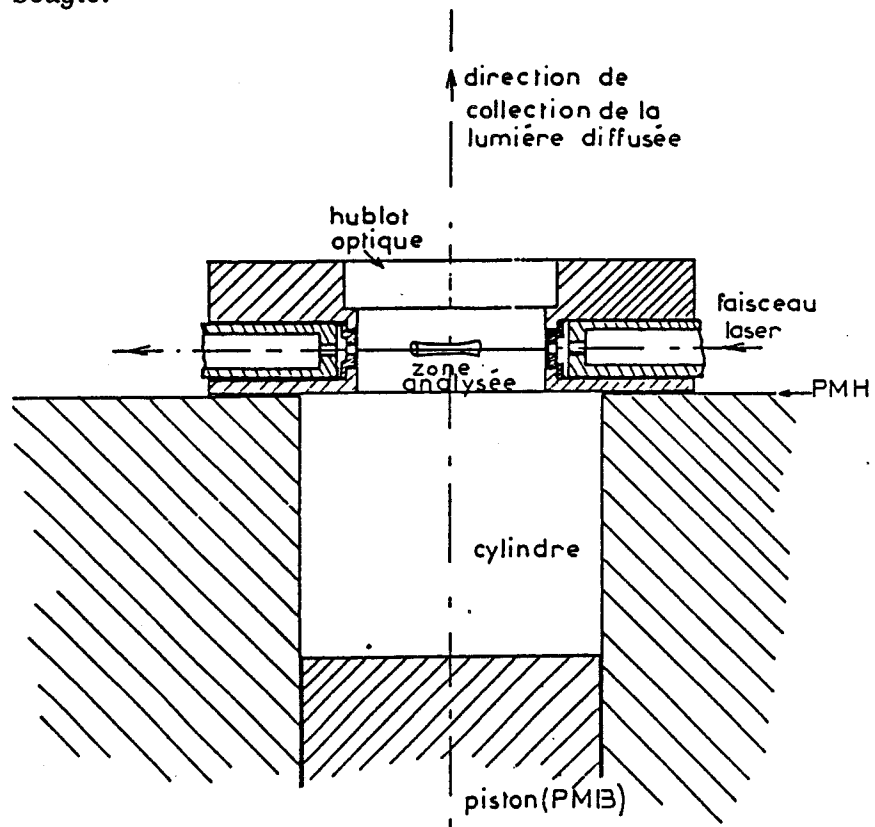


Fig:III-11 Situation de la zone d'analyse dans le moteur.

3.2 - CARACTERISTIQUES DE FONCTIONNEMENT DU MOTEUR

Dans le cycle théorique de fonctionnement d'un moteur à quatre temps, chaque temps correspond exactement à une course du piston. Mais dans le cycle pratique on est amené à introduire certains décalages systématiques.

Si l'on considère que l'angle du vilebrequin de degré zéro correspond à la position point mort haut (PMH) du piston à l'admission, on a alors pour notre moteur quatre temps :

	Abréviation usuelle	Angle de vilebrequin
Fermeture de la soupape d'échappement	RFE	5°
Ouverture de la soupape d'admission	AOA	5°
Fermeture de la soupape d'admission	RFA	240°
Ouverture de la soupape d'échappement	AOE	500°
Avance à l'allumage		335°

Tableau III.2

Le tableau III.3 nous renseigne sur les pressions d'admission des gaz frais. La vitesse du moteur en régime stabilisé est de 1650 tours.mn⁻¹ :

	Gaz	Pression (Kg. cm ⁻²)
Combustible	Propane commercial	3.5
Comburant	Air	1.4
Appendices latéraux	Air	1.6

Tableau III.3

Le comburant utilisé est de l'air provenant des canalisations d'air comprimé du laboratoire, et le combustible du propane commercial. Le tableau III.4 nous en donne sa composition.

GAZ	%
C_3H_8	65.5
C_3H_6	30.0
C_4H_{10}	2.0
C_2H_6	2.0
C_2H_4	0.5

Tableau III.4

Compte tenu de cette composition, la formule brute du propane commercial peut s'écrire $C_3H_{7,4}$.

On utilise généralement le propane comme carburant parce qu'il possède des propriétés de combustion similaires aux combustibles les plus complexes. Grâce à son indice de réfraction élevé par rapport à celui de l'air, certains expérimentateurs l'utilisent pour une visualisation par ombroscopie.

3.3 - CARACTERISTIQUES DE LA COMBUSTION

L'absence lors de la détente, de zone dentritique sur les oscillogrammes de pression (figure III.12), caractéristique du cliquetis, traduit un fonctionnement normal du moteur (figure III.13).

Néanmoins, les différences d'amplitude entre chacun des oscillogramme de pression prouve une certaine instabilité du processus de combustion.

Par suite des modifications apportées à la culasse, le taux de compression est de 4,4.

GAZ	Composition moyenne dans les gaz brûlés secs
CO ₂	8.8 %
CO	5.0 %
O ₂	1.6 %

Tableau III.5

Dans le tableau III.5 sont consignés les résultats de l'analyse de CO₂, CO et O₂ dans les gaz brûlés secs. Ces valeurs permettent de déterminer la richesse du mélange. Pour cela on dispose d'abaques (figure III.14) exprimant le pourcentage total de CO₂ (= %CO₂ + %CO + ppmC.HC.10⁴)* dans les gaz brûlés secs, en fonction de la richesse. Ces abaques ont été calculées pour différents types de combustibles caractérisés par le rapport H/C égal

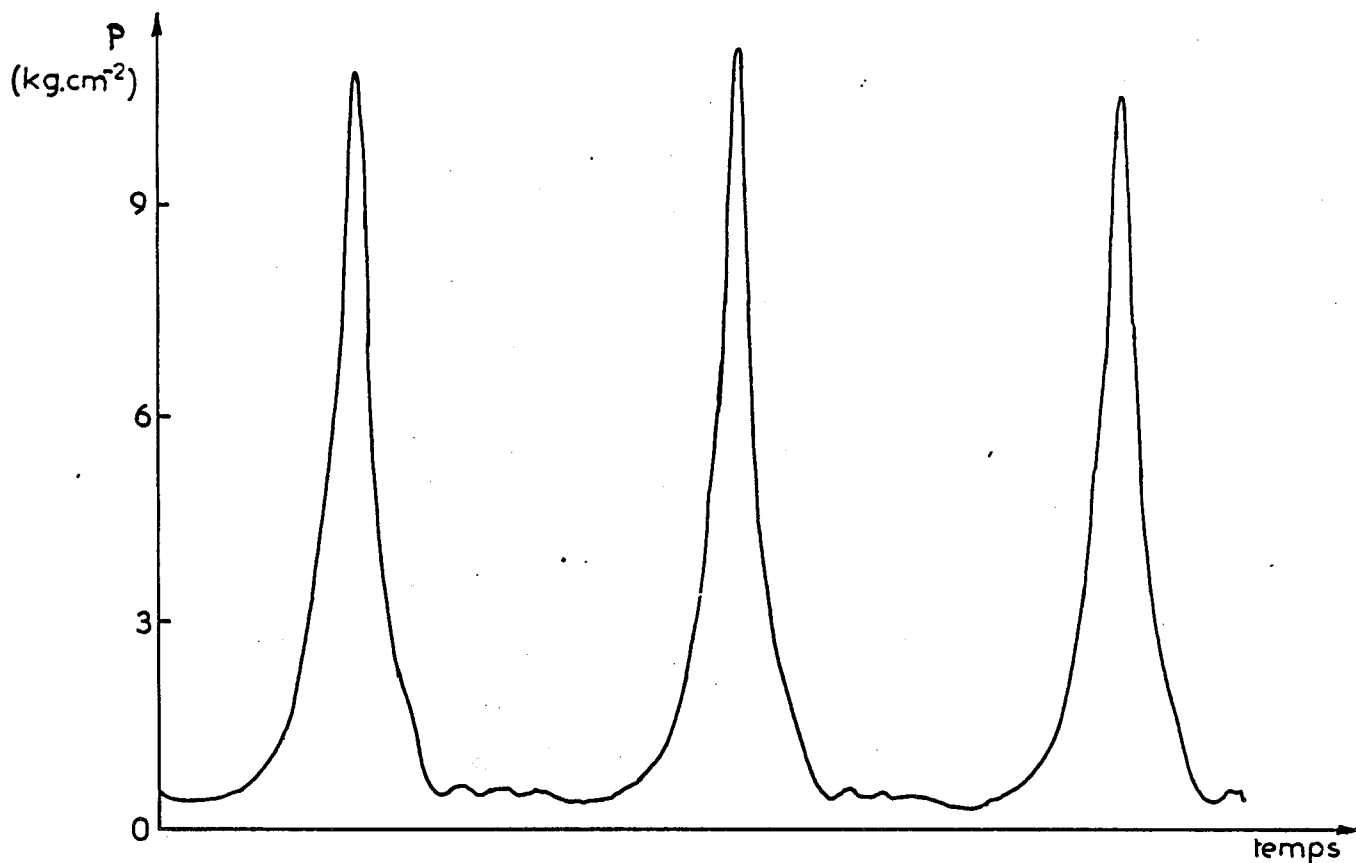


Fig:III-12 Evolution de la pression dans le moteur en fonctionnement .

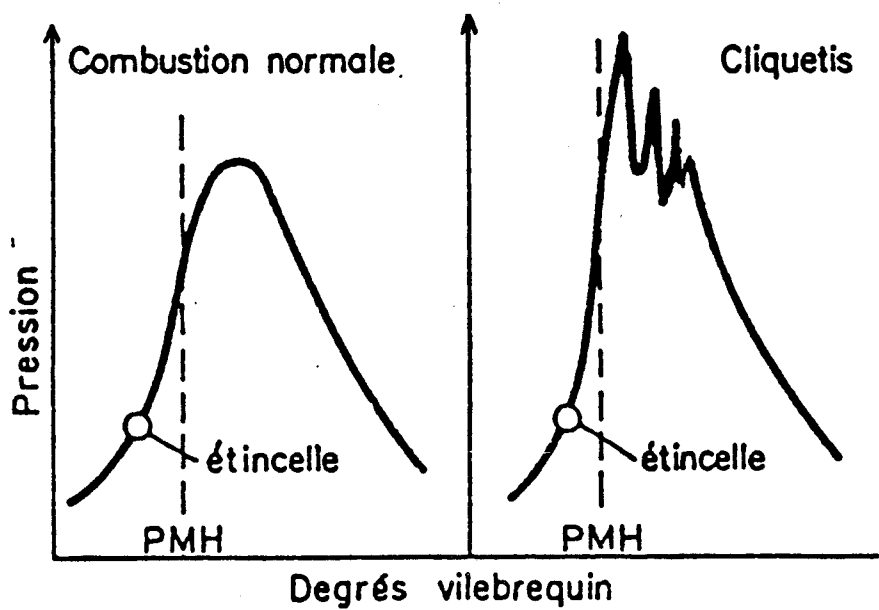


Fig: III 13 Caractérisation d'une combustion avec cliquetis.

au nombre d'atomes d'hydrogène sur le nombre d'atomes de carbone.

* ppm C.HC : ppm de carbone des hydrocarbures imbrûlés.

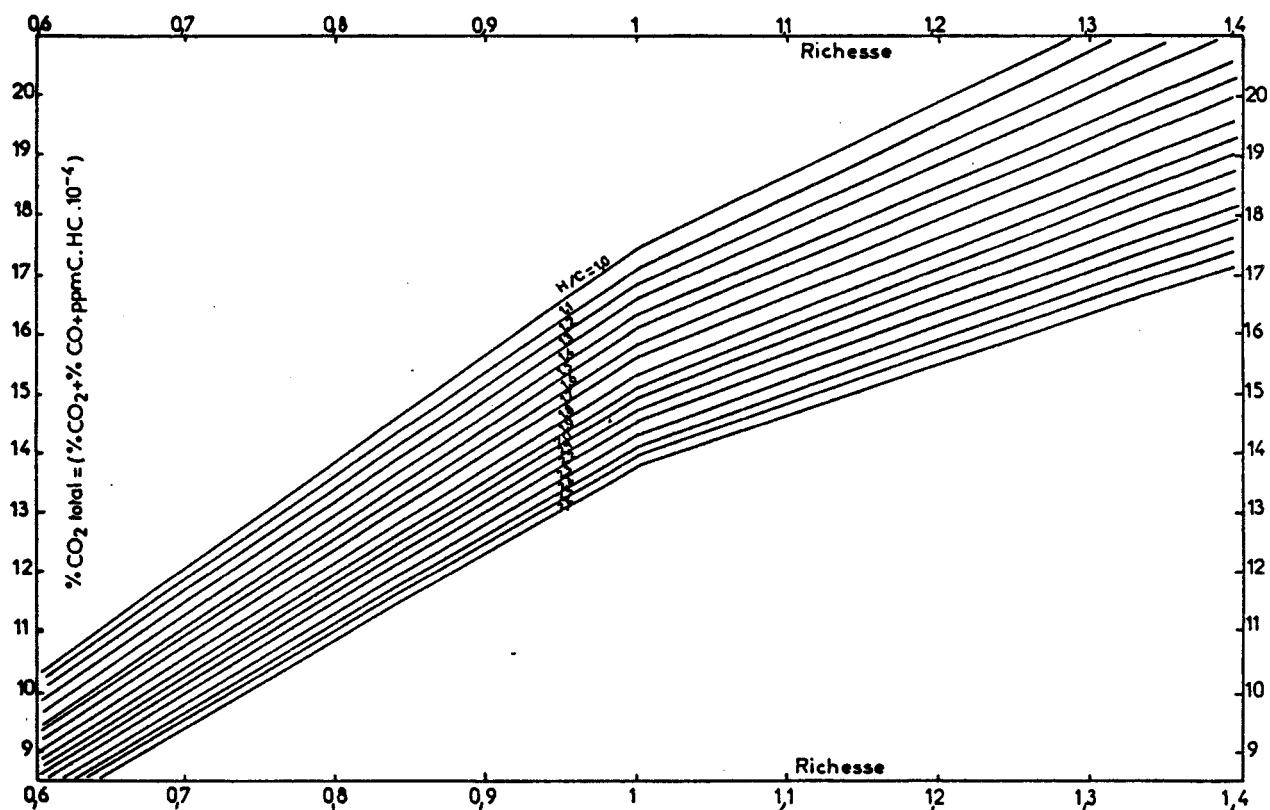


Fig:III-14 Pourcentage total de CO₂ dans les gaz brûlés secs en fonction de la richesse

Ainsi pour le propane commercial ce rapport est voisin de 2,5. Compte tenu du pourcentage total en CO₂ de 13,8 %, la richesse du mélange gazeux est de $\phi = 0,99$. Nous nous trouvons pratiquement dans les conditions stoechiométriques.

3.4 - CARACTERISTIQUES DE FONCTIONNEMENT DE L'INSTALLATION DE SPECTROMETRIE RAMAN LASER

- Laser YAG :

- longueur d'onde : 532 nm
- durée de l'impulsion : 15 ns
- Energie/impulsion : 500 mJ
- diamètre du faisceau laser : 16 mm
- diamètre du "waist"
au point de focalisation : 28 μm

- Tube intensificateur d'images EMI :

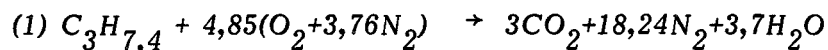
- gain photonique : 10^4 (tension de fonctionnement 24 KV)
- temps d'ouverture : 50 ns

3.5 - SENSIBILITE THEORIQUE DE LA METHODE

Une estimation de la sensibilité de la méthode passe par la connaissance des concentrations dans la chambre de combustion des espèces présentes lors des analyses. Pour ce faire, nous allons établir une équation de combustion, en ne tenant compte que des espèces moléculaires majoritaires.

Nous avons vu auparavant que le carburant utilisé est un mélange complexe d'hydrocarbures qui se caractérise par une formule fictive : $\text{C}_3\text{H}_{7,4}$. D'autre part, l'air est un mélange binaire d'oxygène et d'azote ayant respectivement des teneurs volumiques de 21 et 79 pour cent.

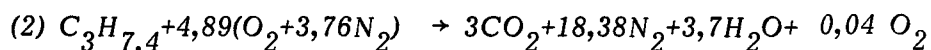
L'équation de combustion à la stoechiométrie s'écrit :



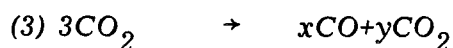
Mais en fait la richesse du mélange est de $\varphi = 0,99$. On a donc au départ pour 1 mole de $\text{C}_3\text{H}_{7,4}$:

$$\frac{4,85}{0,99} = 4,89 \text{ moles de } O_2$$

L'équation (1) devient alors :



où



et

$$\frac{y}{x} = \frac{8,8 \%}{5 \%} = 1,76$$

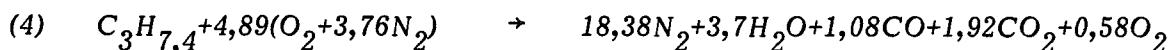
$$x + y = 3$$

La résolution de ce système aboutit à :

$$x = 1,08$$

$$y = 1,92$$

Si l'on tient compte de ces valeurs, l'équation (1) s'écrit :



A partir de cette équation approchée et des valeurs expérimentales des pressions totales avant (377° du vilebrequin) et après (381° du vilebrequin) le passage du front de flamme, il est alors possible de déterminer les pressions partielles des espèces moléculaires majoritaires (tableau III.6 et III.7).

Espèce moléculaire	Pression (Kg. cm ⁻²)
CO ₂	0,84
N ₂	8,03
CO	0,47
O ₂	0,25
H ₂ O	1,61

Tableau III.6 : Valeurs estimées des pressions partielles des espèces moléculaires majoritaires juste après le passage du front de flamme (Pression totale = 11.2 Kg.cm⁻²)

Espèce moléculaire	Pression (Kg.cm ⁻²)
C ₃ H _{7,4}	0.43
O ₂	2,09
N ₂	7,88

Tableau III.7 : Valeurs estimées des pressions partielles des espèces moléculaires initiales (Pression totale = 10.4 Kg.cm⁻²)

Si l'on suppose que la température du milieu est constante et de valeur 2000°K, un ordre de grandeur des concentrations des espèces moléculaires au moment de l'analyse peut être déterminé (tableau III.8 et III.9).

Ces valeurs ont le mérite de donner une indication sur la sensibilité de la méthode utilisée.

Espèce moléculaire	Concentration (molécules/cm ³)
CO ₂	3,0 10 ¹⁸
N ₂	28,7 10 ¹⁸
CO	1,7 10 ¹⁸
O ₂	0,9 10 ¹⁸
H ₂ O	5,8 10 ¹⁸

Tableau III.8 : Concentration des espèces moléculaires majoritaires présentes juste après le passage du front de flamme

Espèce moléculaire	Concentration (molécules/cm ³)
C ₃ H _{7,4}	1,5 10 ¹⁸
O ₂	7,5 10 ¹⁸
N ₂	28,2 10 ¹⁸

Tableau III.9 : Concentration des espèces moléculaires initiales

4 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

4.1 - ETUDE DE LA COMPOSITION DE LA PHASE GAZEUSE POUR DIFFERENTS ANGLES DU VILEBREQUIN

La figure III.15 représente un diagramme de pression à l'intérieur de la chambre de combustion avec la localisation des ouvertures et fermetures des soupapes d'admission (AOA et RFA) et d'échappement (AOE et RFE) ainsi que celle du point mort haut durant le cycle complet de combustion. L'allumage a lieu pour un angle de vilebrequin de 345°. Les photographies représentent les images spectrales Raman obtenues par interrogation de la phase gazeuse contenue dans le cylindre au moyen d'un unique tir laser d'excitation pour cinq valeurs différentes de l'angle du vilebrequin, correspondant aux temps de compression et d'explosion du mélange combustible introduit.

Bien que ces images soient caractérisées par un mauvais contraste dû principalement à la faible dynamique du moniteur T.V. de contrôle, elles peuvent fournir des informations qualitatives sur la distribution spatiale des espèces moléculaires majoritaires dans la chambre de combustion.

* Cycle de compression (images spectrales obtenues pour des valeurs de 302° et 332° d'angle du vilebrequin)

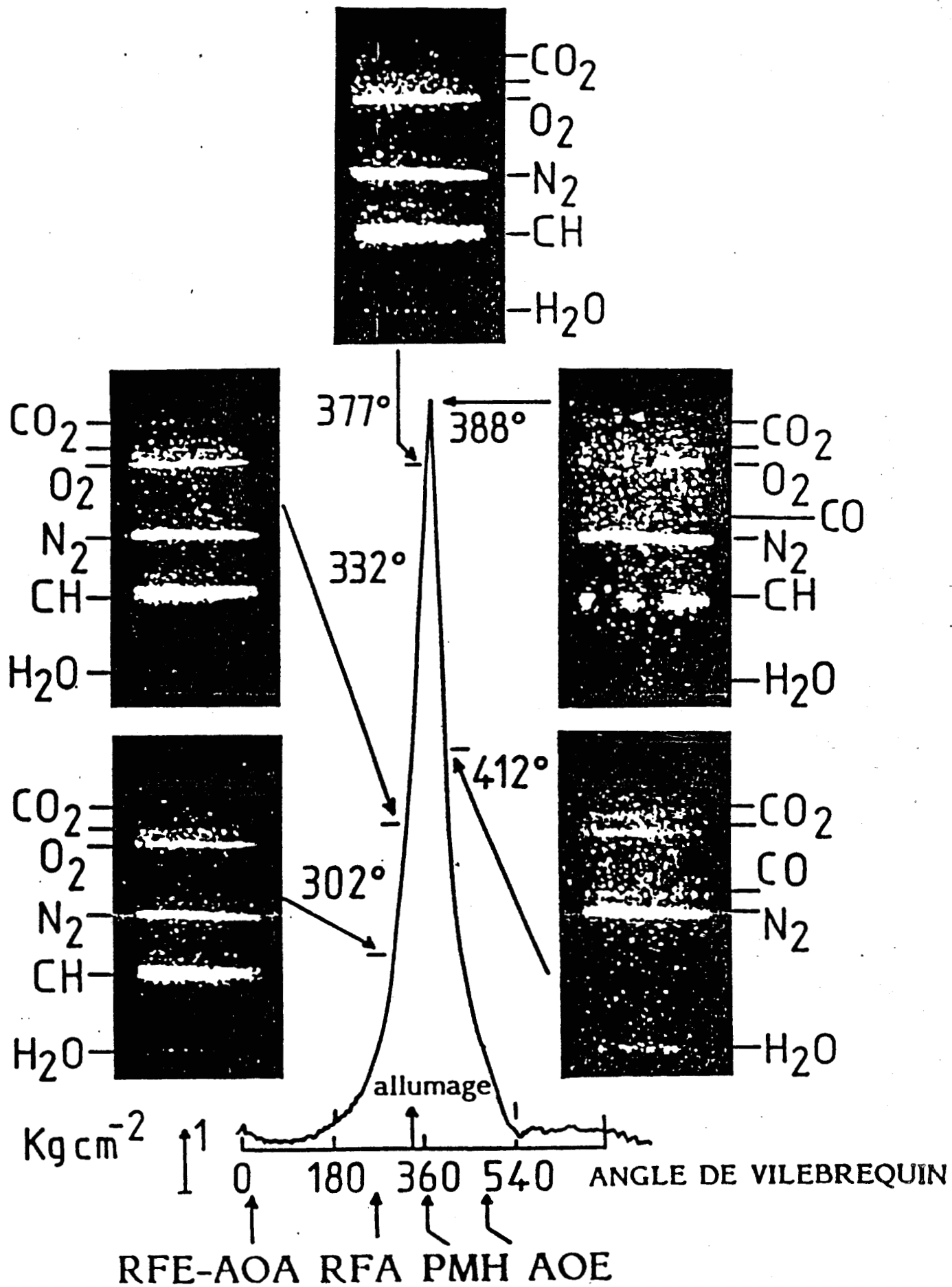


Fig:III-15 Images spectrales Raman obtenues pour différentes valeurs de l'angle de vilebrequin.

Durant le cycle de compression l'intensité quasi uniforme de chaque raie spectrale révèle le long de la trace diffusante analysée une phase gazeuse relativement homogène. Cette phase gazeuse est essentiellement constituée de :

- trois espèces majoritaires représentant les gaz frais, soit le comburant (O_2 , N_2) et le carburant (propane) caractérisé par la vibration de valence de C-H à 2915 cm^{-1}
- deux espèces minoritaires (CO_2 et très faiblement H_2O) provenant des gaz brûlés résiduels.

Par ailleurs on peut noter que l'intensité de ces différentes raies augmente au cours de la compression ce qui est normal puisque les densités numériques moléculaires de chacune des espèces augmentent.

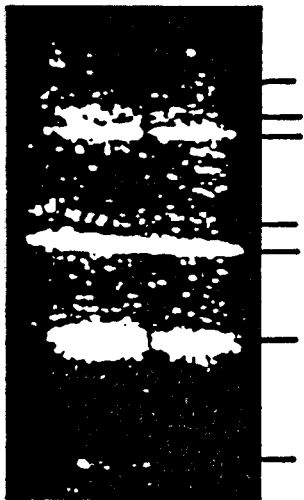
* Cycle d'explosion (images spectrales obtenues pour des valeurs 377° , 388° et 412° de l'angle du vilebrequin)

L'image spectrale à 377° , caractérise par ses raies spectrales intensités attribuées aux gaz frais, l'état initial de la phase gazeuse avant le passage du front de flamme à travers le volume gazeux sondé.

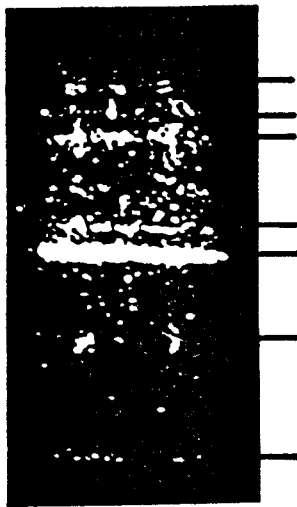
Pour une valeur de 388° de l'angle du vilebrequin le passage du front de flamme au travers du volume analysé modifie de manière significative l'aspect des différentes raies spectrales. Les raies spectrales apparaissant "en pointillés" révèlent des zones de gaz frais non consommés (présence de C-H et d' O_2) et des zones de gaz brûlés (absence de CH et d' O_2). Ces raies sont révélatrices d'une hétérogénéité importante de la phase gazeuse le long de la trace diffusante.

La répartition spatiale plutôt homogène des produits de la combustion (CO_2 , CO et H_2O) visible sur l'image spectrale obtenue à 412° illustre l'état final de la phase gazeuse après le passage du front de flamme.

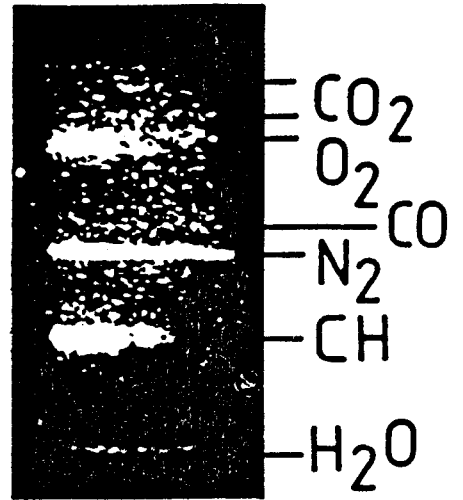
381°



385°



392°



388°

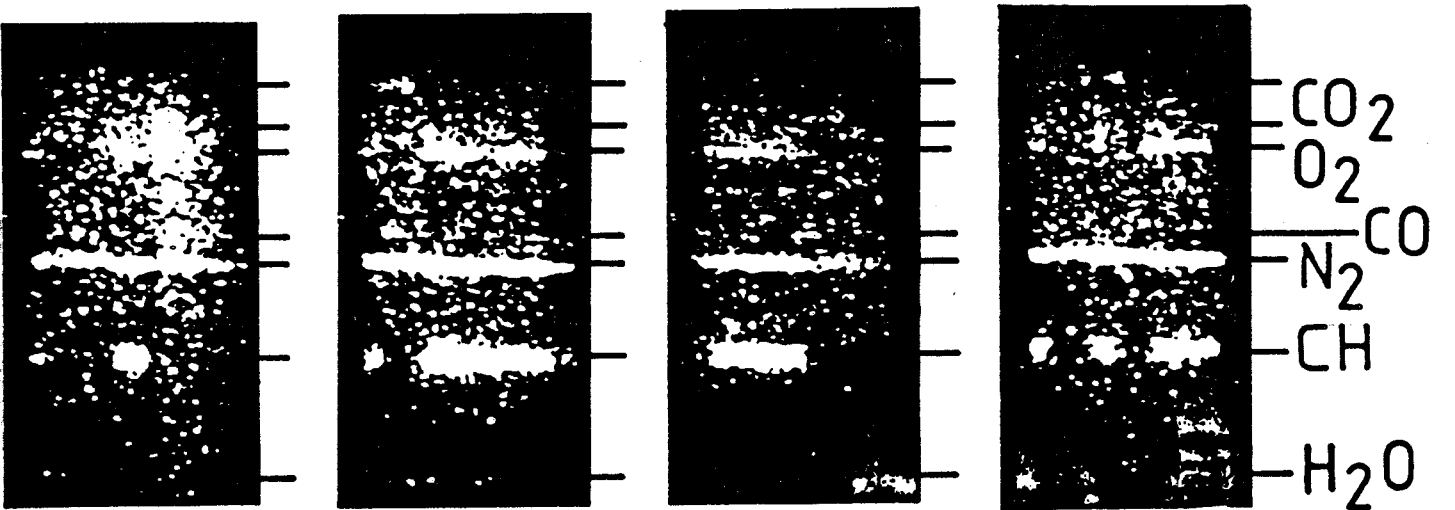
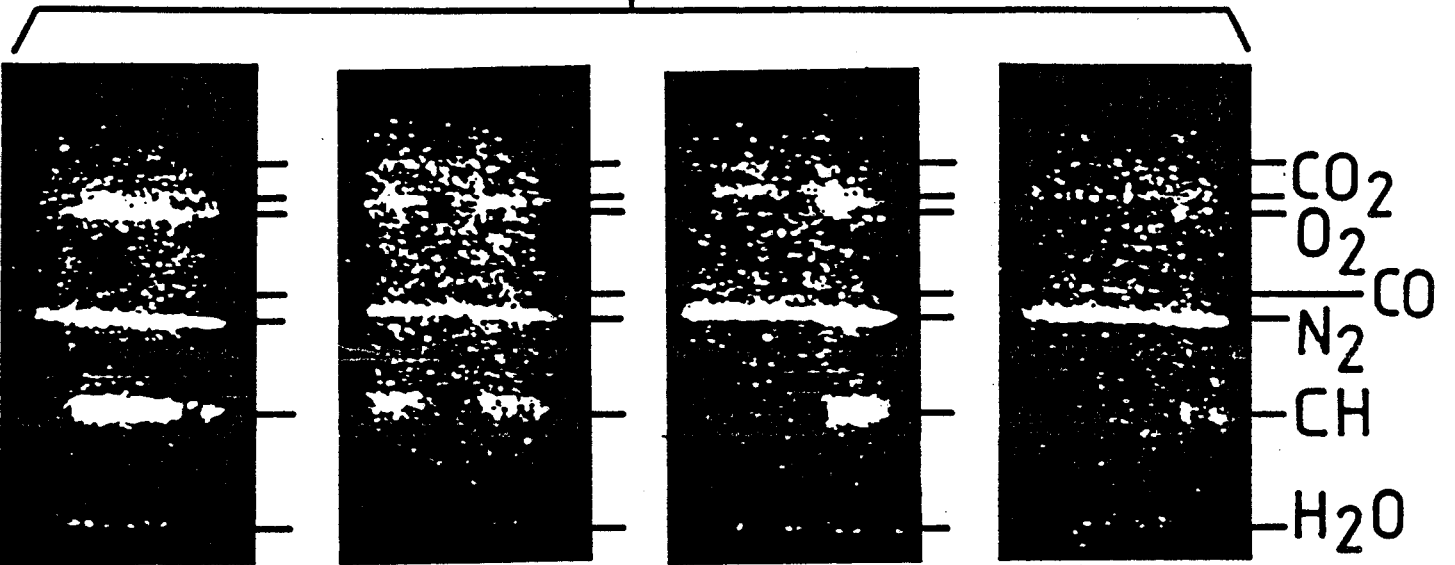


Fig:III-16 Etude pour différents angles de vilebrequin après allumage

4.2 - ETUDE DE LA PHASE GAZEUSE POUR DES VALEURS DE L'ANGLE DE VILEBREQUIN COMPRISES ENTRE 381° ET 392°

La figure III.16 nous montre diverses photographies d'images spectrales Raman observées sur un moniteur TV de contrôle, durant la propagation du front de flamme pour des angles de vilebrequin compris entre 381 et 392°. Comme nous l'avons déjà signalé auparavant, chaque photographie présente un contraste insuffisant et ne peut être utilisée pour des mesures photométriques. Cependant, il est important de souligner que chacune de ces images spectrales est obtenue au moyen d'un seul tir laser d'excitation et que la longueur de la trace diffusante analysée est de l'ordre de 16 mm. Les propriétés de stigmatisme du spectromètre dans la direction de la fente d'entrée et la limite de résolution de l'ensemble de détection utilisé sont telles que l'on peut considérer que la résolution spatiale ramenée au niveau de l'échantillon est de l'ordre du millimètre. Seize points le long de la trace diffusante dans l'échantillon sont donc analysés simultanément et sont représentatifs de la nature des espèces moléculaires présentes et de leur concentration.

Plusieurs images spectrales ont été enregistrées à 388° d'angle du vilebrequin durant un fonctionnement continu du moteur de 45 minutes. Les images spectrales sont reportées dans l'ordre d'enregistrement.

Les hétérogénéités de distribution spatiale des espèces moléculaires observées sur chacun des cycles analysés révèle le caractère aléatoire de la propagation du front de flamme après l'allumage. Aucun des cycles n'est similaire à un autre. Il n'y a pas lieu de penser que ces images spectrales hétérogènes soient le résultat d'un quelconque artefact puisque la distribution moléculaire de l'azote est en première approximation homogène dans le volume analysé. Par contre la distribution spatiale du carburant, de l'oxygène et des produits de la combustion est très différente sur chaque image. On observe des volumes très localisés de gaz frais et de gaz brûlés, dont la dimension le long de la trace diffusante analysée peut varier de $0,01 \text{ mm}^3$ à 1 mm^3 .

Les images spectrales obtenues pour des angles du vilebrequin de 381°, 385° et 392° confirment le caractère aléatoire de la distribution des espèces moléculaires durant la propagation du front de flamme.

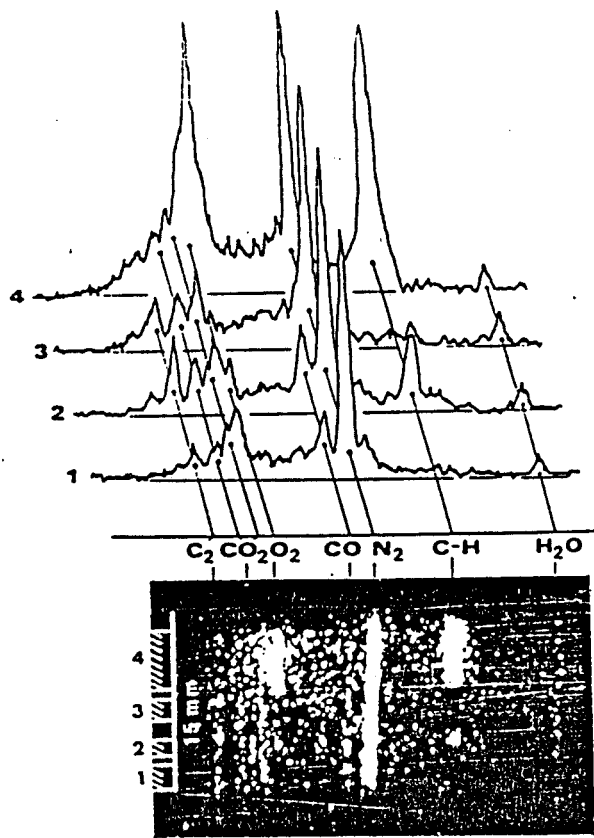


Fig:III-17 Analyse d'une image spectrale Raman obtenue pour un angle de vilebrequin égal à 385°.

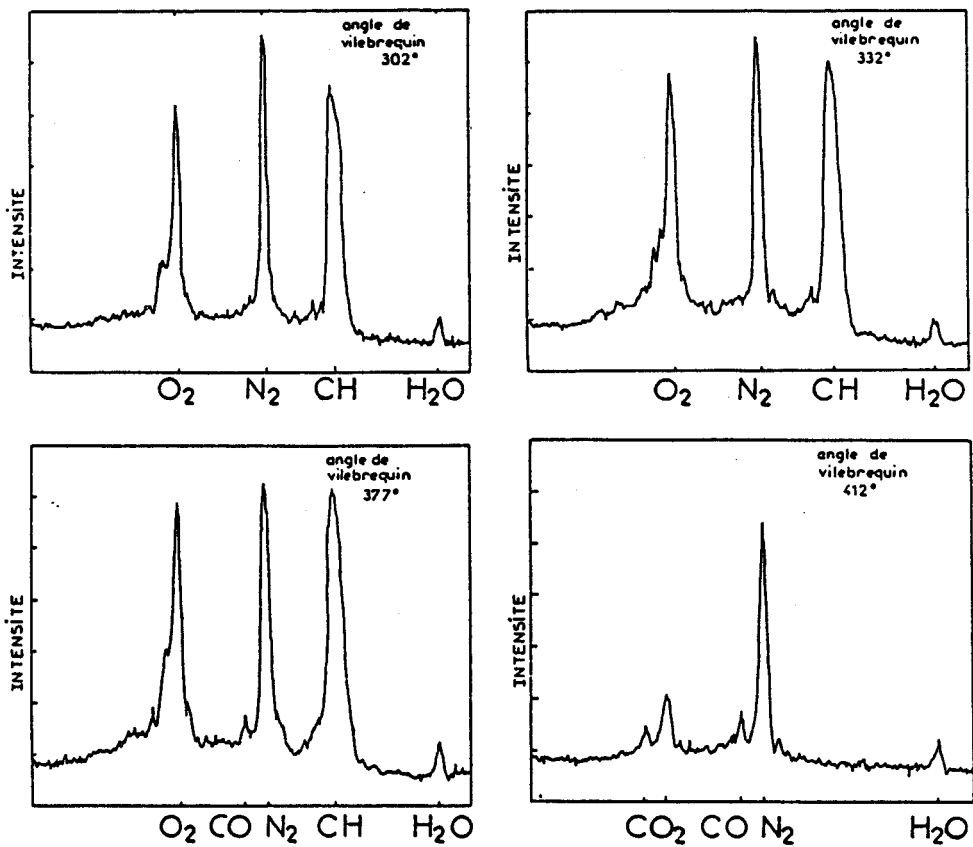


Fig:III 18 Spectrogrammes intégrés sur toute la longueur des raies, des images spectrales Raman obtenues pour des angles de vilebrequin de 302°, 332°, 377° et 412° (figure III15)

Le mauvais rapport signal sur bruit de ces images spectrales est dû essentiellement à la fluorescence induite par laser de l'huile dans la chambre de combustion.

4.3 - EXEMPLE D'EXPLOITATION DES IMAGES SPECTRALES

4.3.1 - Détection des hétérogénéités de distribution spatiale des espèces moléculaires

La figure III.17 nous montre un exemple d'étude des hétérogénéités de distribution spatiale des espèces moléculaires au moyen du masque électronique appliqué à une image spectrale Raman obtenue pour une valeur de 385° de l'angle du vilebrequin. Quatre régions spatiales ont été analysées. Les régions 1 et 3 montrent l'absence de gaz frais (CH , O_2) tandis que dans les régions 2 et 4, les bandes de vibrations de CH et O_2 apparaissent simultanément. Les bandes de CO , CO_2 et H_2O sont toujours détectées à une faible intensité.

La concentration peu élevée en CO et CO_2 dans la phase gazeuse analysée, mise en évidence par leur analyse globale dans les gaz brûlés (8,8 % CO_2 et 5 % CO) explique la faible intensité de leur spectre Raman. Bien que la proportion attendue en H_2O dans les gaz brûlés soit de l'ordre de 14 % la raie spectrale de l'eau n'apparaît pas très intense sur les images spectrales en raison sans doute de sa localisation sur le bord du champ d'analyse du détecteur. La présence de CO , CO_2 et H_2O dans les quatre zones analysées s'explique par la présence de gaz résiduels issus de la combustion précédente du fait du faible taux de compression.

Aucune interférence due aux suies n'a été observée dans nos conditions expérimentales.

La présence d'une raie supplémentaire observée à 1105 cm^{-1} est attribuée à une fluorescence induite de C_2 par le faisceau laser.

4.3.2 - Détection des espèces moléculaires au cours du cycle de combustion

La figure III.18 présente les spectrogrammes intégrés sur toute la longueur des raies au moyen du masque électronique, des images spectrales Raman obtenues pour des angles du vilebrequin de 302°, 332°, 377° et 412°.

Ils nous permettent d'avoir de façon semi-quantitative un aperçu de l'évolution des concentrations des espèces moléculaires au cours des phases de compression et d'explosion dans la totalité du volume analysé.

Ces spectrogrammes confortent l'interprétation développée dans le paragraphe 3, c'est à dire une augmentation de l'intensité des raies de l'oxygène et du propane avec la pression dans le cylindre pour les images spectrales à 302°, 332° et 377° d'angle du vilebrequin.

L'intensité uniforme de la raie de l'azote sur chaque spectrogramme montre que le niveau de saturation du détecteur est atteint. Nous avons par là même une parfaite illustration de la faible dynamique de notre chaîne de détection.

On détecte également à un faible niveau d'intensité les raies des produits de la combustion (CO , CO_2 , H_2O).

Sur le spectrogramme caractérisant l'image spectrale obtenue à 412° de l'angle du vilebrequin, seules persistent les raies des produits de la combustion à une intensité plus élevée que dans les spectrogrammes précédents. La raie de l'azote est toujours aussi intense. Les raies caractéristiques des gaz frais (O_2 , C_3H_8) ont totalement disparu.

CONCLUSION

La spectrométrie Raman multicanale en impulsion apparaît être une méthode intéressante pour l'analyse de la distribution spatiale des espèces moléculaires dans un moteur à combustion interne [8,9,10,11]. Des images spectrales Raman ont été obtenues pour différentes valeurs de l'angle de vilebrequin. Ces images visualisent simultanément la distribution de N_2 , O_2 , C_3H_8 , CO , et H_2O le long des 16 mm de la trace diffusante du faisceau laser, avec une résolution spatiale d'environ 1 mm.

Des hétérogénéités importantes dans le volume analysé ont été observées pour des valeurs différentes d'angle du vilebrequin et plus spécialement entre 381° et 392° . Ces résultats démontrent le caractère turbulent de la propagation du front de flamme à travers le moteur.

Cependant, la faible intensité des raies spectrales obtenues au moyen d'un seul tir laser d'excitation, en utilisant une caméra couplée à un tube intensificateur d'images, ne permet pas des mesures quantitatives précises de la concentration des espèces moléculaires analysées. La difficulté d'obtenir des mesures quantitatives est principalement due à la faible dynamique de la caméra. La dynamique serait améliorée en utilisant comme détecteur une barette de photodiodes. Mais en tout état de cause, l'analyse spatiale quantitative des espèces moléculaires sera très difficile. De plus, l'instabilité de la combustion dans le moteur rend impossible le moyennage des mesures sur plusieurs cycles.

En fait le moteur "choisi" n'est pas suffisamment adapté à ce genre d'étude et présente quelques inconvénients pour nos mesures.

Le système de lubrification du moteur assure une remontée d'huile trop importante dans la chambre de combustion. Les gouttelettes d'huile imbrûlées peuvent alors provoquer des claquages au point de focalisation du laser

et lorsque ce n'est pas le cas, elles donnent lieu à une fluorescence induite par le laser. Cette lumière parasite devient rapidement importante et dégrade fortement le rapport signal sur bruit des spectres obtenus. L'utilisation d'un piston muni de racleurs plus efficaces devrait permettre de réduire les remontées d'huile dans la chambre de combustion.

Enfin, en diminuant la vitesse de rotation du moteur on pourrait augmenter la précision du repérage de l'angle de vilebrequin.

CHAPITRE III

BIBLIOGRAPHIE

- 1 - Séminaire GSM-SANDIA
Combustion Sciences, Rueil-Malmaison (France), 1983
- 2 - D. DESENNE
DEA, Lille, 1984
- 3 - Documentation technique BERNARD
- 4 - R.E. SETCHELL, D.P. AESCHMAN
Applied Spectroscopy, Vol. 31, N°6, p. 530-35, 1977
- 5 - Documentation technique VIBROMETER
- 6 - F. GRASE
Revue of Scientific Instrum., 56, 12, p. 2337-38, 1985
- 7 - D. SCACHE
Thèse 3ème cycle, Lille, 1984
- 8 - L.R. SOCHET
International Flame Research Fundation, Lille, 1985
- 9 - D. DESENNE
Colloque Université Industrie, Application Energétique des Rayonnements,
Toulouse (France), 1986
- 10 - J.P. SAWERYSYN, L.R. SOCHET, D. DESENNE, F. GRASE, M. BRIDOUX
Twenty-first Symposium International on Combustion, Munich, 1986
- 11 - D. DESENNE, M. CRUNELLE-CRAS, F. GRASE, M. BRIDOUX, J.P. SAWERYSYN
L.R. SOCHET
Tenth international conference on Raman spectroscopy, Eugene, 20-30/20-31,
1986



CHAPITRE IV

ANALYSE DU PROFIL DE DISTRIBUTION SPATIALE DU PROPANE ET DU MONOXYDE DE CARBONE DANS UN MOTEUR

INTRODUCTION.....	163
1 - DISPOSITIF EXPERIMENTAL.....	164
1.1 - CHAINE DE MESURE.....	164
1.1.1 - Analyse spectrale.....	165
1.1.2 - Analyse spatiale.....	167
1.2 - ACQUISITION ET TRAITEMENTS DES SPECTROGRAMMES.....	
1.3 - CONDITIONS OPERATOIRES.....	167
1.3.1 - L'installation de spectrométrie Raman multicanale.....	169
1.3.2 - Le moteur.....	169
1.4 - CONCENTRATION THEORIQUE DES ESPECES MAJORITAIRES.....	170
2 - ANALYSE SIMULTANEE DES ESPECES MOLECULAIRES MAJORITAIRES.....	171
2.1 - ETUDE DU BRUIT.....	171
2.2 - SPECTRE DE REFERENCE DU COMBUSTIBLE.....	173
2.3 - RESULTATS EXPERIMENTAUX.....	173
2.3.1 - Evolution de la concentration des espèces moléculaires avant et après le passage du front de Flamme.....	173
2.3.2 - Mise en évidence du caractère aléatoire de la propagation de la flamme.....	175
3 - ANALYSE SPATIALE DE LA CONCENTRATION EN PROPANE.....	177
3.1 - ETUDE PRELIMINAIRE SANS COMBUSTION.....	177
3.2 - ETUDE DU BRUIT.....	179
3.3 - EVOLUTION DE LA CONCENTRATION EN PROPANE DURANT LE FONCTIONNEMENT DU MOTEUR.....	181
3.4 - ETUDE DE LA DISTRIBUTION SPATIALE EN PROPANE ENTRE 379° et 390° D'ANGLE DE VILEBREQUIN.....	185
4 - ANALYSE SPATIALE DE LA CONCENTRATION EN OXYDE DE CARBONE.....	185
4.1 - PRINCIPALES CARACTERISTIQUES DE L'EXPERIENCE.....	186
4.2 - RESULTATS EXPERIMENTAUX.....	187

4.2.1 - Evolution de la concentration de CO durant la compression.....	187
4.2.2 - Evolution de la concentration de CO après le passage du front de flamme.....	187
CONCLUSION.....	190

INTRODUCTION

Dans la chambre de combustion d'un moteur, les espèces moléculaires apparaissent à des concentrations très différentes. On exprime plus facilement ces concentrations sous forme de pressions partielles à une température donnée.

Nous avons vu dans le chapitre précédent qu'à un instant donné, certaines espèces comme l'azote pouvaient être à des pressions de plusieurs Kg.cm^{-2} , alors que d'autres tel que l'oxyde de carbone n'excédaient guère quelques dixièmes de Kg.cm^{-2} .

La chaîne de détection utilisée, constituée d'un tube intensificateur d'images couplé à une caméra pour bas niveaux lumineux S.I.T., n'a pas permis d'effectuer des mesures quantitatives. Le tube T.V. analyseur d'images en raison de sa faible dynamique, est l'élément le plus limitant du système de détections, son remplacement a donc été décidé et nous avons utilisé un dispositif de spectrométrie Raman multicanale utilisant comme photodétecteur secondaire une barrette de photodiodes.

Après nous être assurés des réelles possibilités d'une chaîne de détection à barrette de photodiodes pour des mesures d'espèces moléculaires en phase gazeuse par spectrométrie Raman multicanale en impulsion, nous avons utilisé cette chaîne de mesure afin de suivre quantitativement l'évolution de la phase gazeuse avant et après l'allumage dans le cylindre du moteur.

Dans un premier temps, pour situer le niveau d'intensité du signal correspondant à chacune des espèces moléculaires présentes dans le milieu réactionnel, nous avons placé le détecteur perpendiculairement aux raies spectrales.

Puis dans un second temps, nous avons étudié le profil de distribution spatiale du propane, ainsi que celui du monoxyde de carbone. Cette étude a été faite en conjuguant optiquement avec la barrette de photodiodes, successivement les images de la trace diffusante dans la phase gazeuse aux fréquences caractéristiques des deux espèces moléculaires considérées.

1 - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

1.1 - LA CHAINE DE MESURES

Comme on peut le remarquer sur la figure IV.I, le dispositif expérimental est identique à celui décrit dans le chapitre III. Cependant, il faut noter deux modifications :

- la première concerne directement le moteur. Des essais de fonctionnement avec de nouvelles huiles lubrifiantes ont modifié quelque peu ses performances. L'utilisation d'une huile expérimentale au graphite moins sensible à la fluorescence induite par laser a altéré les caractéristiques du moteur et a fait tomber son taux de compression à 3,4.

- la seconde concerne la chaîne de détection multicanale qui est cette fois équipée d'une barrette de photodiodes, suivant le schéma décrit dans le chapitre III.

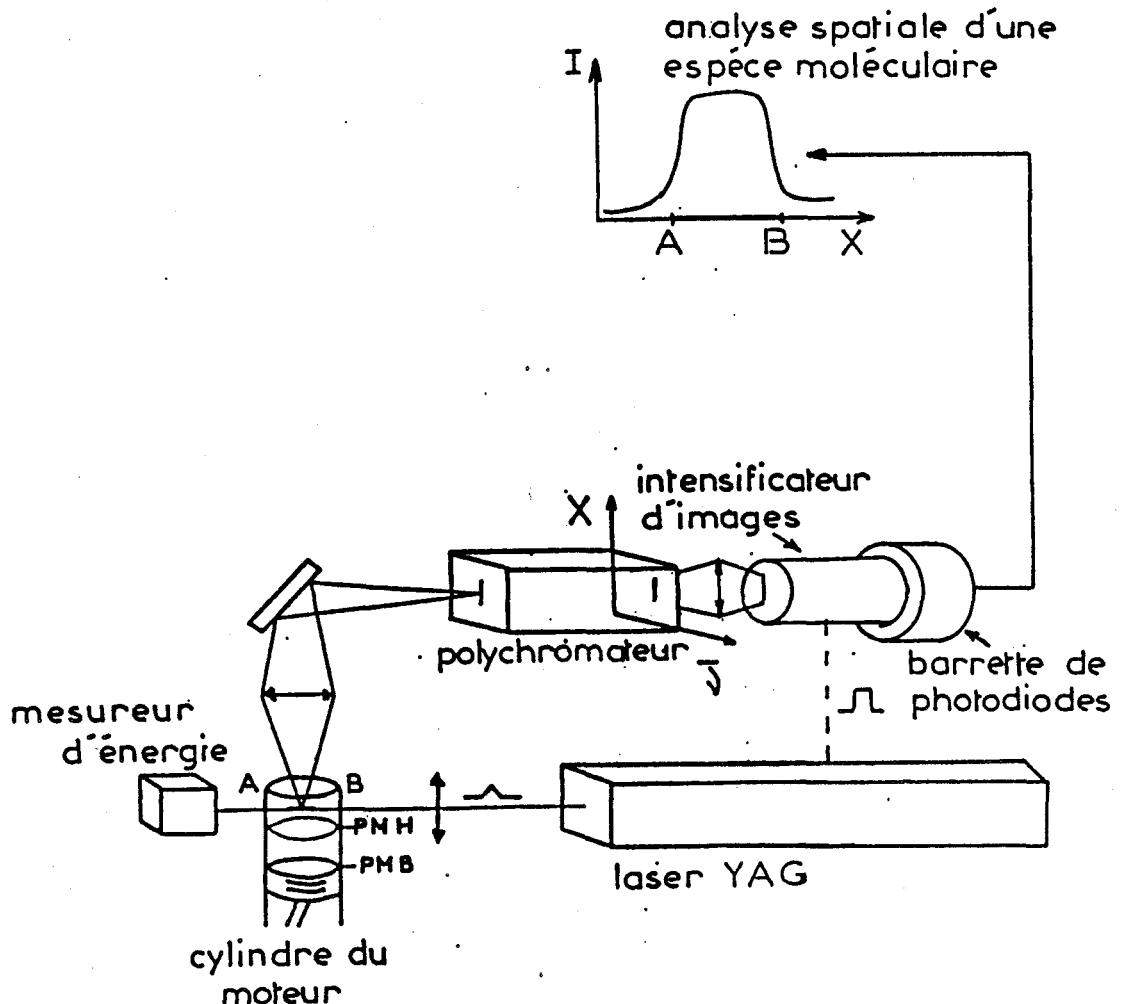


Fig:IV-1 Dispositif expérimental

La source d'excitation utilisée reste toujours le laser YAG doublé en fréquence (532 nm) dont les caractéristiques se trouvent dans le chapitre II.

Au niveau du spectrographe nous retrouvons une dispersion linéaire réciproque de $136 \text{ cm}^{-1}.\text{mm}^{-1}$ au voisinage de la radiation de longueur d'onde 532 nm.

Suivant le mode d'utilisation de la barrette de photodiodes, les caractéristiques spectrale et spatiale d'analyse vont être différentes.

1.1.1 - Analyse spectrale

La barrette de photodiodes est placée perpendiculairement aux raies spectrales. Il n'y a pas pour l'instant de fente de sortie dans le plan focal du spectrographe. Le champ spectral d'analyse couvre environ 3700 cm^{-1} (tableau IV.1).

Analyse	Champ analysé	Résolution
Spectrale	$3\ 700 \text{ cm}^{-1}$	135 cm^{-1}
Spatiale	16 mm	16 mm

Tableau IV.1

Le dispositif optique placé entre le plan focal image du spectrographe et le tube intensificateur d'images, destiné à augmenter la densité photonique au niveau du détecteur secondaire, est la cause de la détérioration de la résolution spectrale. Dans ces conditions, l'identification des espèces moléculaires minoritaires tels que CO ou CO₂ sera impossible du fait de l'interférence de leur raie de vibration avec celles de N₂ et O₂ respectivement. Il est important de souligner que le grandissement de la chaîne de mesure est tel que les 16 mm de trace diffusante analysée dans la phase gazeuse ont une image dimension inférieure à la hauteur des diodes (2,5mm). Il n'y a donc pas de perte de signal à ce niveau.

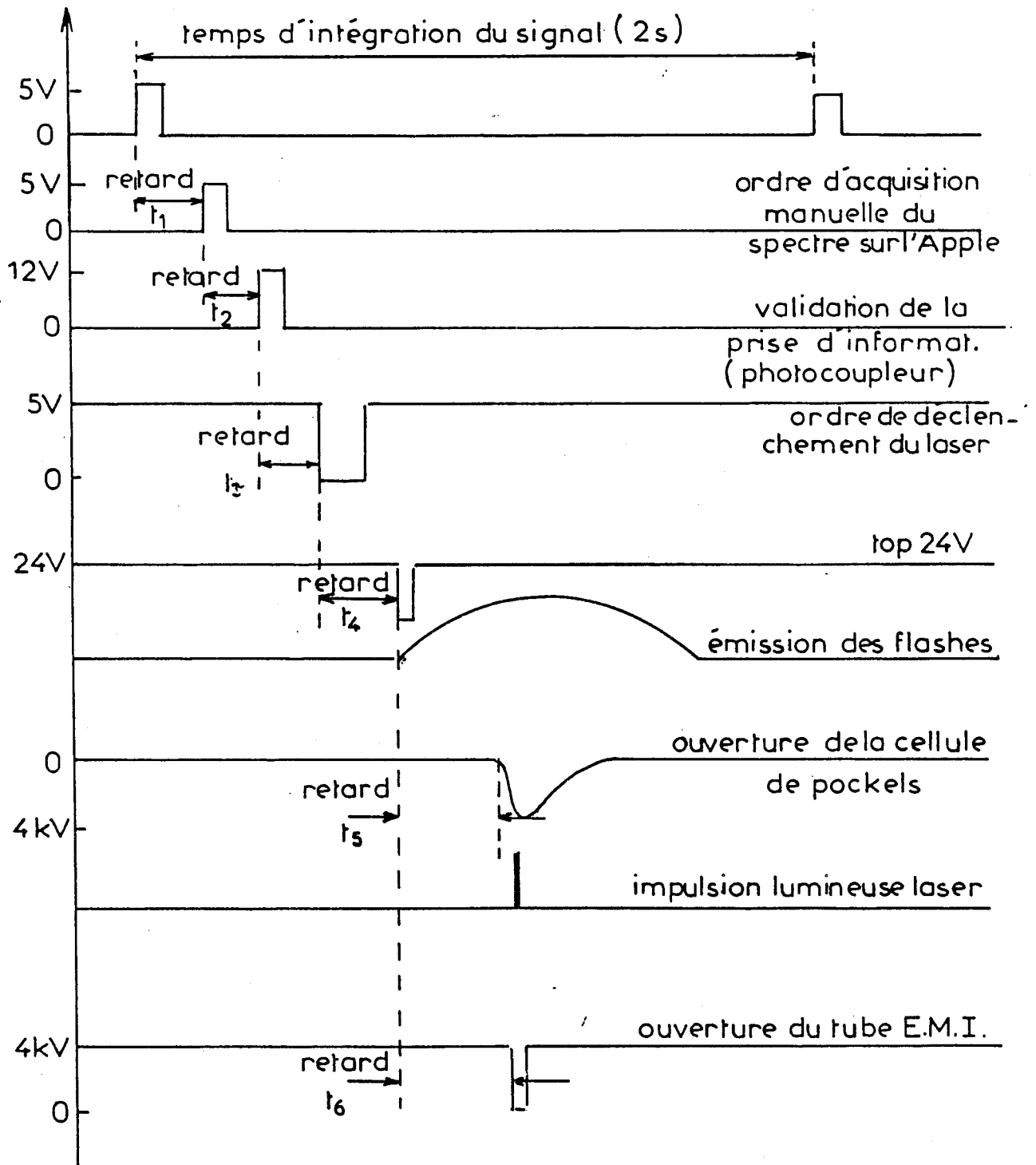


Fig: IV- 2 Chronogramme de la synchronisation barrette de photodiodes - laser - tube intensificateur d'images.

1.1.2 - Analyse spatiale

Dans ce cas, la barrette de photodiodes est placée parallèlement aux raies spectrales. Une raie de vibration de l'espèce moléculaire analysée est isolée au niveau du plan focal du spectrographe au moyen d'une fente. La largeur de cette fente de sortie étant de 0,7 mm, le champ spectral d'analyse se limite à 95 cm^{-1} (tableau IV.2). La résolution spatiale ramenée au niveau de l'échantillon est de 1,5 mm. Sur les 16 mm de trace diffusante analysée dix points sont donc sondés simultanément et sont représentatifs de la concentration d'une espèce moléculaire.

Analyse	Champ analysé	Résolution
Spectrale	95 cm^{-1}	52 cm^{-1}
Spatiale	16 mm	1,5 mm

Tableau IV.2

1.2 - ACQUISITION ET TRAITEMENTS DES SPECTROGRAMMES

La figure IV.2 représente le chronogramme de synchronisation ; barrette de photodiodes-laser-tube intensificateur d'images, et de la prise d'information.

Le déclenchement de l'acquisition du spectre est "manuel". En effet, il n'est pas possible avec ce type de détection de commander l'acquisition à partir d'un signal extérieur. L'électronique de la barrette est réglée pour un temps d'intégration de deux secondes. Ce temps d'intégration est suffisamment long pour déclencher à un angle de vilebrequin donné, le tir laser d'excitation.

Le dispositif commandant le tir laser d'excitation pour un angle de vilebrequin choisi, est décrit sur la figure IV.3. Après validation, le top de synchronisation du disque moteur va commuter en quelques nanosecondes un interrupteur électronique déclenchant le tir laser d'excitation.

La synchronisation entre le laser YAG et le tube intensificateur d'images EMI fonctionne suivant le principe décrit dans le chapitre précédent.

Il faut toujours tenir compte d'un certain décalage ($t_3+t_4+t_6$) entre l'ordre de déclenchement de l'acquisition et le tir laser. La connaissance de la valeur de décalage ainsi que la vitesse de rotation instantanée du moteur permet de connaître avec une précision d'un demi degré, l'angle de vilebrequin effectif auquel a eu lieu l'excitation de la phase gazeuse par le faisceau laser.

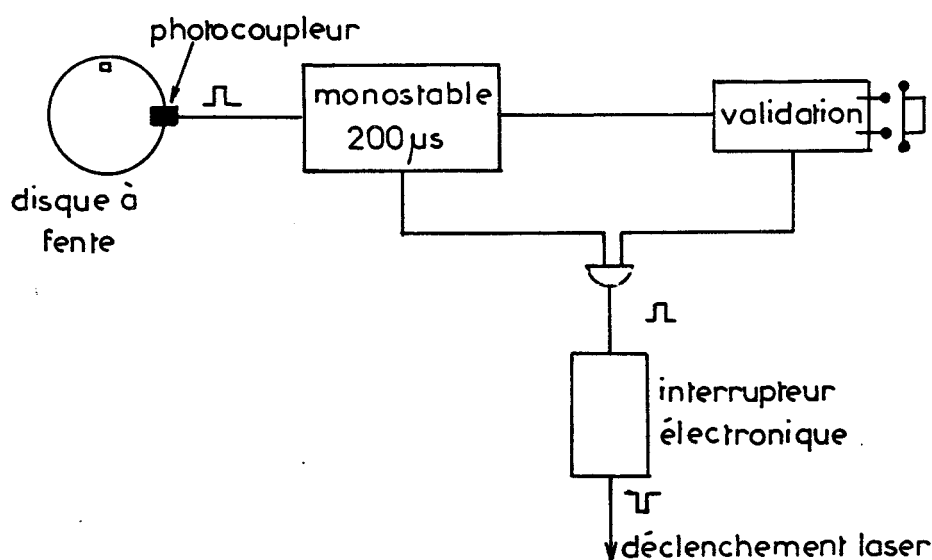


Fig: IV-3 Schéma synoptique de la synchronisation du laser avec le moteur

Le logiciel de traitement permet l'intégration sélective le long de la barrette de photodiodes, et donc de ce fait donne accès à l'analyse spatiale de la distribution de l'espèce moléculaire sélectionnée par sa raie de vibration au niveau de la fente de sortie du spectromètre. Contrairement aux mesures effectuées au chapitre III, les spectres obtenus sont mémorisés de façon permanente sur des disquettes et sans aucune détérioration possible.

1.3 - CONDITIONS OPERATOIRES

1.3.1 - L'installation de spectrométrie Raman multicanale

La localisation géométrique de la zone d'analyse dans la chambre de combustion est toujours la même. Le volume analysé est approximativement un cylindre de 16 mm de long et de $0,01 \text{ mm}^2$ de section.

Les caractéristiques de l'installation de spectrométrie Raman laser sont:

- une énergie moyenne délivrée par le laser YAG de 400 mJ par impulsion, mesurée après le passage dans le moteur ;
- un gain photonique du tube intensificateur d'images de 10^6 ;
- une chaîne de détection pulsée ($\Delta t=50 \text{ ns}$).

1.3.2 - Le moteur

Par rapport à l'étude précédente, le processus de fonctionnement des soupapes, l'avance à l'allumage ainsi que les valeurs des pressions d'admission des gaz frais restent inchangés. La vitesse du moteur en régime stabilisé est maintenant d'environ 1580 tours/min.

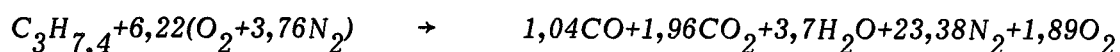
Malgré la diminution du taux de compression du moteur, la combustion d'après les oscillogrammes de pression est "normale". Néanmoins, les fluctuations d'intensité des maxima de pression indiquent une certaine instabilité du processus de combustion. Le taux de compression mesuré est de 3,3.

Les valeurs expérimentales des concentrations en CO et CO₂ dans les gaz brûlés secs sont respectivement 3,7 % et 7 %. Elles déterminent une richesse du mélange combustible de $\varphi = 0,78$.

1.4 - CONCENTRATION THEORIQUE DES ESPECES MOLECULAIRES MAJORITAIRES

Les nouvelles conditions opératoires entraînent par rapport aux expériences du chapitre précédent une nouvelle gamme des concentrations des espèces moléculaires. Un aperçu des valeurs de ces concentrations est indispensable pour bien évaluer l'aptitude de la spectrométrie Raman multicanale en impulsion à la mesure des densités numériques dans les moteurs.

Compte-tenu des nouvelles conditions opératoires, nous avons établi une nouvelle équation de combustion :



Cette équation nous permet de remonter aux valeurs expérimentales des densités numériques moléculaires des espèces moléculaires majoritaires avant (tableau IV.3) et après (tableau IV.4) le passage du front de flamme.

Espèce Moléculaire	Pression partielle (Kg/cm ²)	Concentration (molécules/cm ³)
CO ₂	0,53	1,88.10 ¹⁸
N ₂	6,29	22,36.10 ¹⁸
CO	0,28	0,99.10 ¹⁸
O ₂	0,51	1,81.10 ¹⁸
H ₂ O	0,99	3,52.10 ¹⁸

Tableau IV.3 : Valeurs estimées des pressions partielles et des densités numériques moléculaires majoritaires juste après le passage du front de flamme ($P_{totale} = 8,6 \text{ Kg cm}^{-2}$, $\theta_{vilebrequin} = 377^\circ$)

Espèce Moléculaire	Pression partielle (Kg/cm ²)	Concentration (molécules/cm ³)
C ₃ H _{7,4}	0,26	0,92.10 ¹⁸
N ₂	6,04	21,47.10 ¹⁸
O ₂	1,60	5,69.10 ¹⁸

Tableau IV.4 : Valeurs estimées des pressions partielles et des densités numériques moléculaires en propane, oxygène et azote juste avant le passage du front de flamme ($P_{totale} = 7,9 \text{ Kg cm}^{-2}$, $\theta_{vilebrequin} = 367^\circ$)

2 - ANALYSE SIMULTANEE DES ESPECES MOLECULAIRES MAJORITAIRES

Nous nous proposons dans une première étape de situer le niveau d'intensité des signaux diffusés par les différentes espèces moléculaires présentes dans le moteur. C'est à dire que nous privilégions pour cette étude préliminaire, l'analyse simultanée de plusieurs édifices chimiques plutôt que l'analyse de la distribution spatiale d'un seul d'entre eux.

2.1 - ETUDE DU BRUIT

Un ordre de grandeur du bruit induit par la chaîne de mesure, peut être obtenu en prenant comme référence le spectre de diffusion Raman de l'air atmosphérique présent dans la chambre du moteur lorsque le piston est au point mort haut (figure IV.4).

Sur ce spectre, trois massifs sont visibles. Deux d'entre eux sont facilement attribuables aux bandes de vibration de l'azote (massif A) et de l'oxygène (massif B). Le massif C vers 800 cm^{-1} n'apparaissant pas sur les spectres de l'air lorsque le piston est au point mort bas, peut être attribué à de la fluorescence de l'huile recouvrant la surface du piston.

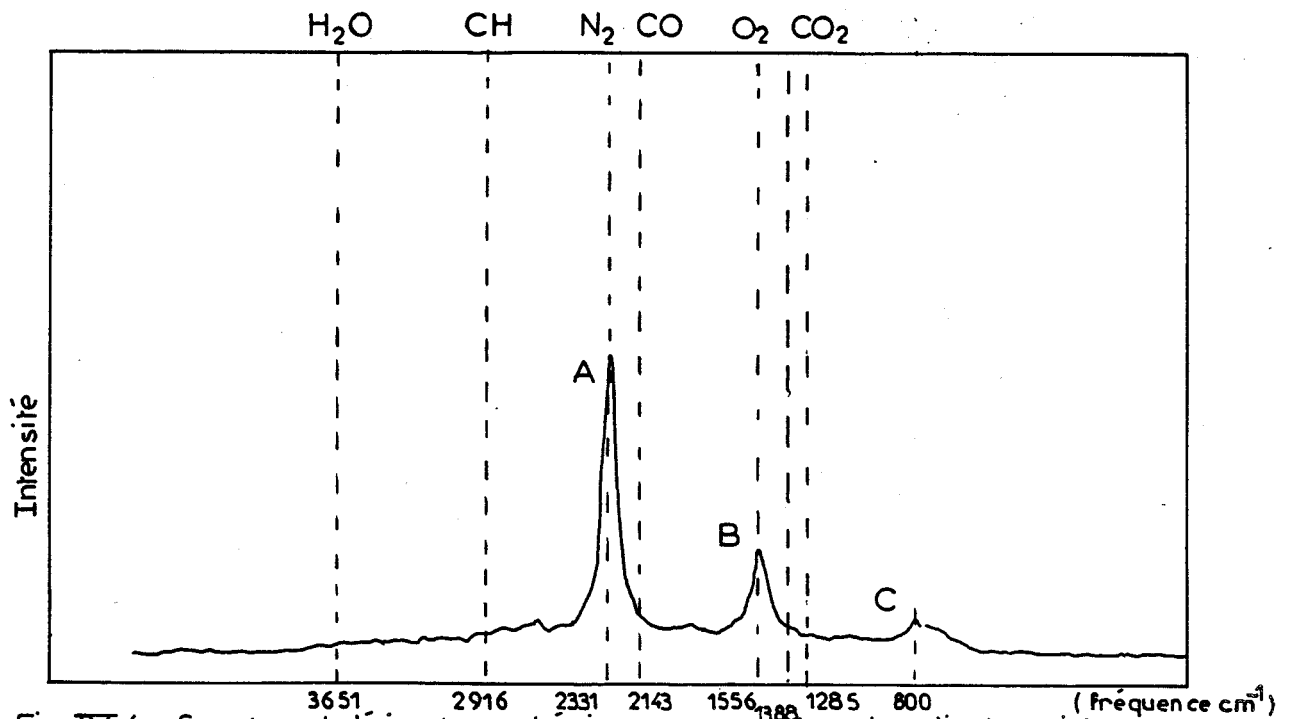


Fig: IV-4 Spectre de l'air atmosphérique contenu dans le cylindre, piston en point mort haut.

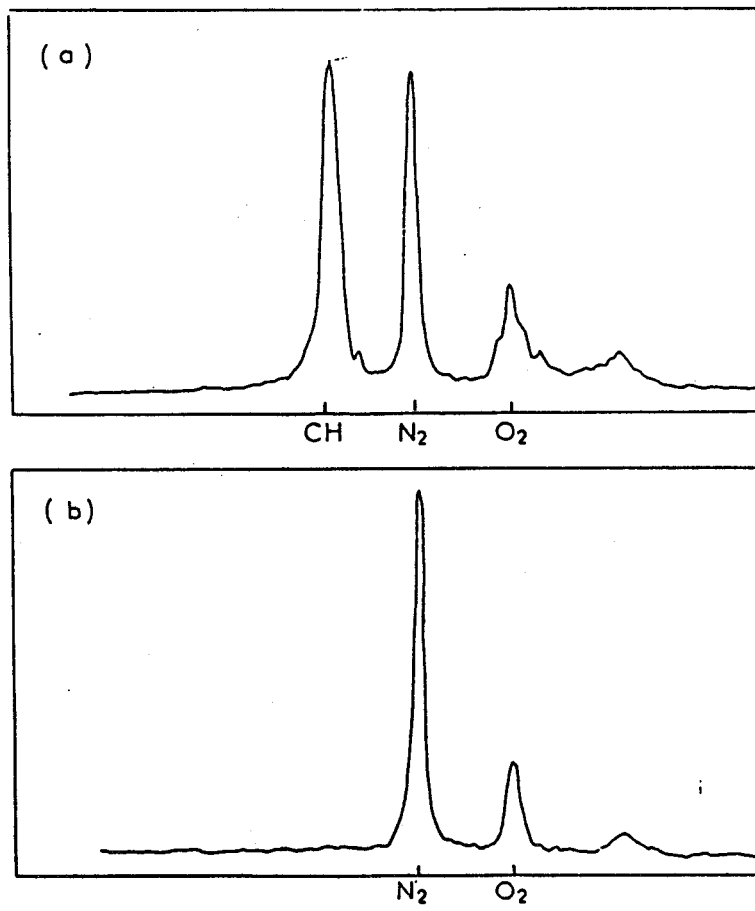


Fig: IV-5 Spectre Raman de l'air atmosphérique(b) comparé à celui du mélange gazeux propane+air (a)

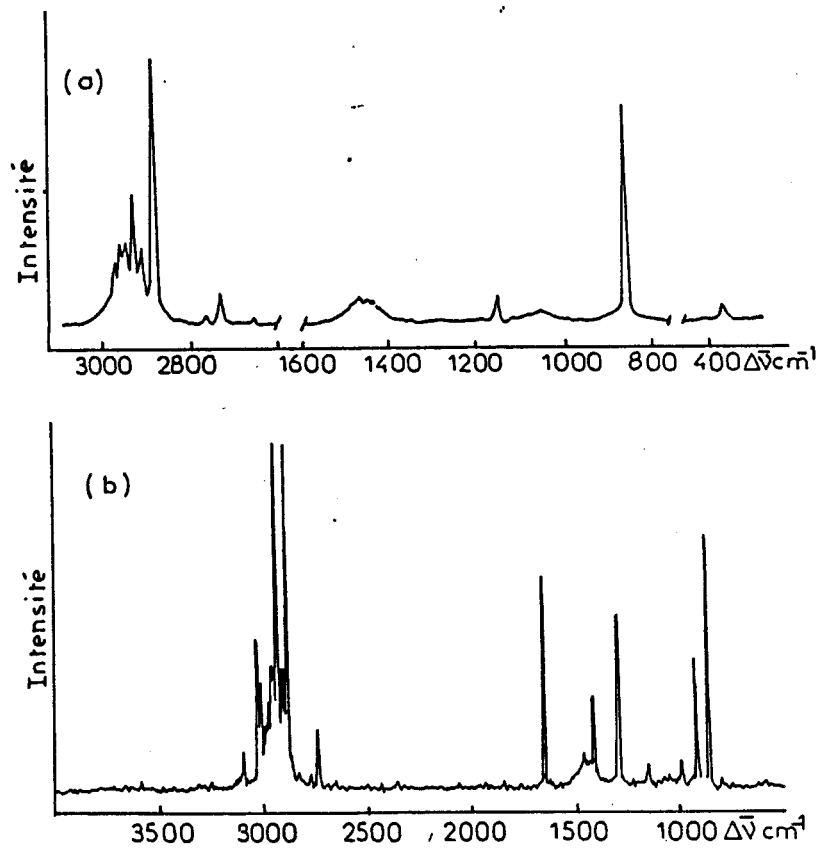


Fig: IV-6 Spectre de diffusion Raman du propane commercial utilisé (b) comparé à celui du propane pur (a)

2.2 - SPECTRES DE REFERENCE DU COMBUSTIBLE

Les figures IV.5a et b permettent de situer sur les spectres expérimentaux, les bandes de vibration attribuables au combustible. En dehors de l'énorme massif centré sur 3000 cm^{-1} caractéristique de la vibration d'élongation de CH, nous remarquons des épaulements très importants autour de la bande de vibration de valence de l'oxygène.

Pour affiner nos attributions, nous avons enregistré le spectre de diffusion Raman du combustible utilisé, au moyen d'un spectromètre conventionnel à balayage (figure IV.6b). Si nous comparons le spectre de la figure IV.6b au spectre du propane pur figure IV.6b tiré de la bibliographie [1] nous nous apercevons que le propane commercial contient un certain nombre d'impuretés. Une grande partie des bandes supplémentaires visibles sur le spectre de la figure IV.6b est issue du propylène (C_3H_6) [2]. En effet, nous avons trouvé dans le chapitre précédent que 30 % du combustible utilisé étaient du propylène, 65,5 % s'avéraient être du propane.

2.3 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

2.3.1 - Evolution de la concentration des espèces moléculaires avant et après le passage du front de flamme.

La figure IV.7 montre l'évolution de la phase gazeuse analysée avant le passage du front de flamme. L'intensité des différentes raies de vibration caractéristiques des gaz frais : propane, azote et oxygène, augmente au cours de la compression, la densité numérique moléculaire de ces espèces augmentant. La figure IV.8 représentant d'autre part l'évolution de la densité numérique moléculaire du propane par rapport à l'histogramme de la pression dans le cylindre, permet de mieux apprécier ce phénomène. Nous avons normalisé l'intensité intégrée de la bande de vibration de CH obtenue expérimentalement à un angle de vilebrequin de 377° sur le maximum de l'histogramme de pression.

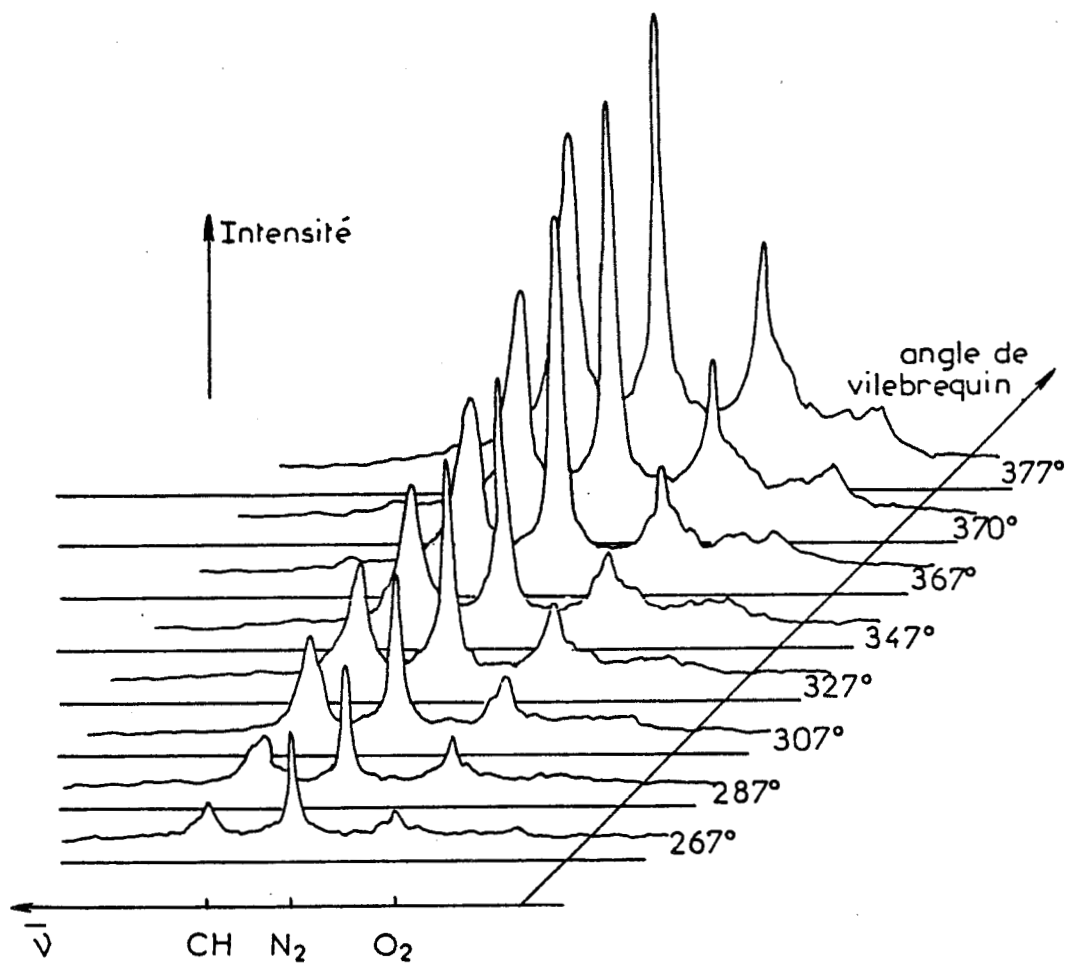


Fig:IV7 Spectrogrammes de la phase gazeuse avant le passage du front de flamme.

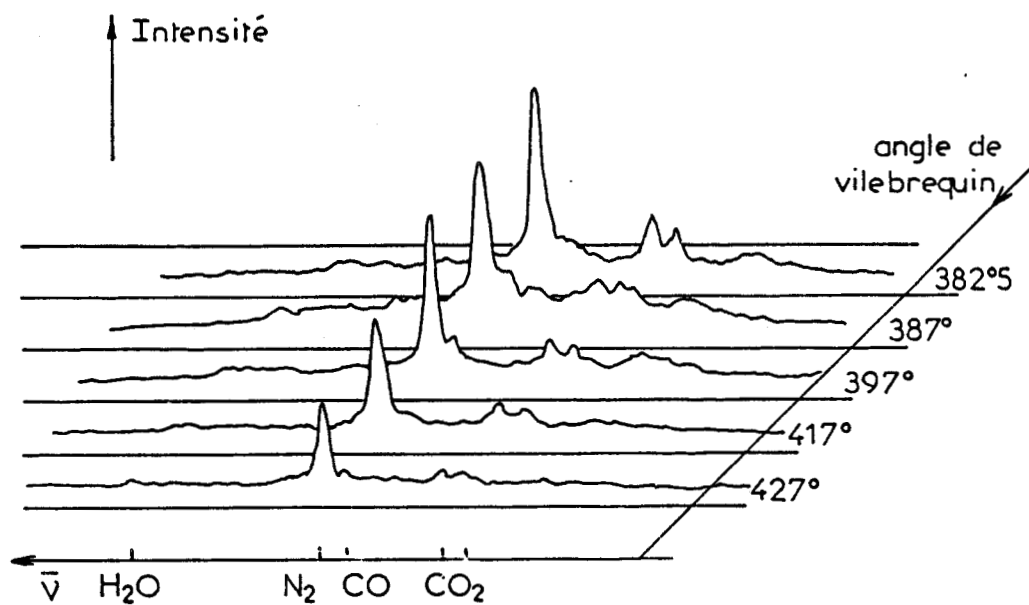


Fig:IV9 Spectrogrammes de la phase gazeuse après le passage du front de flamme.

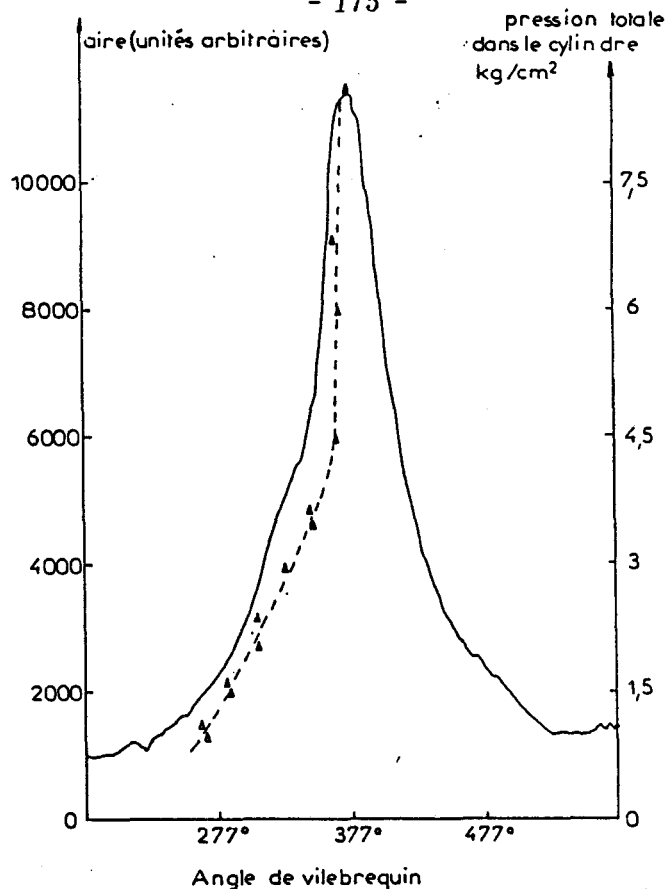


Fig: IV.8 Evolution de l'intensité intégrée de la bande de vibration de CH (---) caractérisant le combustible comparativement à l'histogramme de pression (—).

L'état de la phase gazeuse analysée après le passage du front de flamme est mis en évidence par la figure IV.9. Seules subsistent, d'une part la raie intense de N_2 , d'autre part celles du dioxyde de carbone. Les intensités de ces raies diminuent avec la pression dans le cylindre.

Les valeurs d'intensité intégrée de la bande de vibration de CH, obtenues pour des valeurs d'angle de vilebrequin supérieures à 377° n'apparaissent pas sur la figure IV.8 car la distribution en combustible dans le volume analysé dépend de la manière dont le front de flamme le parcourt. Cette propagation de la flamme a un caractère fortement aléatoire comme nous le démontrons par la suite.

2.3.2 - Mise en évidence du caractère aléatoire de la propagation de la flamme

Les spectrogrammes des figures IV.10, IV.11, et IV.12 concernent une étude particulière de la phase gazeuse analysée obtenue pour des valeurs de l'angle de vilebrequin de 377° , 381° et 385° , c'est à dire à un instant du cycle de fonctionnement du moteur situé au moment du passage du front de flamme.

Ces différentes séquences de spectres enregistrés pour un même angle de vilebrequin sont obtenues pour un fonctionnement continu du moteur de plusieurs dizaines de minutes, elles montrent le caractère tout à fait aléatoire de la propagation de la flamme.

En effet d'un cycle de combustion à un autre pour une même position du piston dans le cylindre le front de flamme balaye plus ou moins complètement la zone d'analyse, soit rappelons le un cylindre de 16 mm de long et de 0,01 mm² de section. Par exemple sur la figure IV.10, nous retrouvons sur le spectrogramme (a) les raies de vibration des gaz frais (CH, O₂ et N₂) avec de fortes intensités montrant par là-même que le front de flamme n'a pas encore atteint la zone d'analyse. Par contre sur le spectrogramme (b), l'intensité de ces mêmes raies a considérablement diminué, une grande partie des gaz frais présents dans le volume analysé a été consommée. Enfin sur le spectrogramme (c) seules subsistent les raies de vibration des produits de la combustion (CO₂), ainsi que celle de l'azote.

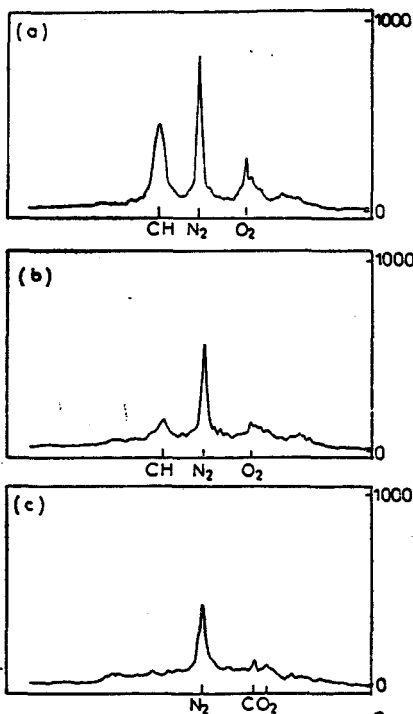


Fig:IV-10 Spectre de la phase gazeuse pour un même angle de vilebrequin de 377°

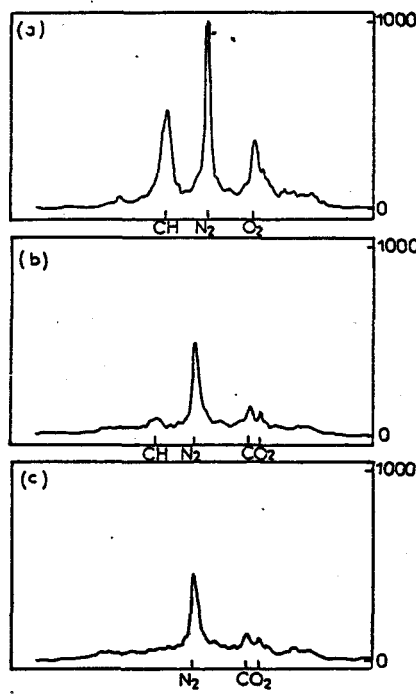


Fig:IV-11 Spectres de la phase gazeuse pour un même angle de vilebrequin de 381°

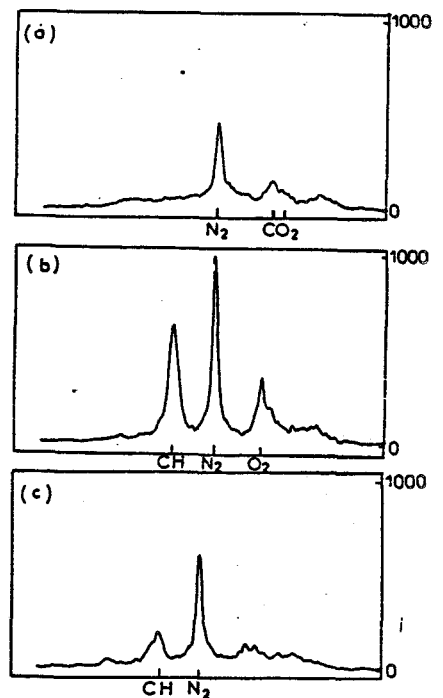


Fig:IV-12 Spectres de la phase gazeuse pour un même angle de vilebrequin de 385°

3 - ANALYSE SPATIALE DE LA CONCENTRATION EN PROPANE

Comme l'avait déjà démontré expérimentalement l'étude précédente, l'analyse par spectrométrie Raman multicanale en impulsions de la distribution spatiale du propane dans le moteur s'avère être privilégiée par rapport aux autres gaz de la combustion, compte-tenu des valeurs élevées de sa densité numérique moléculaire et de sa section efficace différentielle de diffusion.

La barrette de photodiodes est maintenant disposée parallèlement à la raie de vibration de CH qui a été préalablement isolée dans le plan focal du spectrographe par une fente. Les signaux détectés par la barrette de photodiodes sont représentatifs de la distribution spatiale du combustible le long des 16 mm de la phase gazeuse analysée.

3.1 - ETUDE PRELIMINAIRE SANS COMBUSTION

Nous avons voulu vérifier dans un premier temps l'homogénéité du mélange combustible gazeux présent dans la chambre de combustion quand le moteur n'est pas allumé, afin de pouvoir s'assurer que l'existence éventuelle d'hétérogénéités de distribution spatiale du propane pendant une combustion était due uniquement à la propagation de la flamme dans le volume analysé.

Durant la compression du mélange combustible, figure IV.13a) l'intensité du signal augmente proportionnellement à la densité numérique moléculaire, jusqu'à la position PMH du piston (360° du vilebrequin). Inversement la détente s'accompagne d'une diminution de la densité numérique moléculaire du propane, et explique l'affaïssissement de l'intensité du signal mesuré quand l'angle de vilebrequin augmente (figure IV.13b).

Compte-tenu de la faiblesse des fluctuations des signaux observés sur chacune des courbes de la figure IV.13, la phase gazeuse ne présente que de très légers gradients de densité tout au moins au niveau de la zone d'analyse.

En faisant correspondre à l'histogramme de pression (figure IV.14), la courbe d'évolution de l'intensité intégrée sur 110 diodes de la bande de vibration de CH en fonction de l'angle de vilebrequin, nous pouvons affirmer que l'accroissement

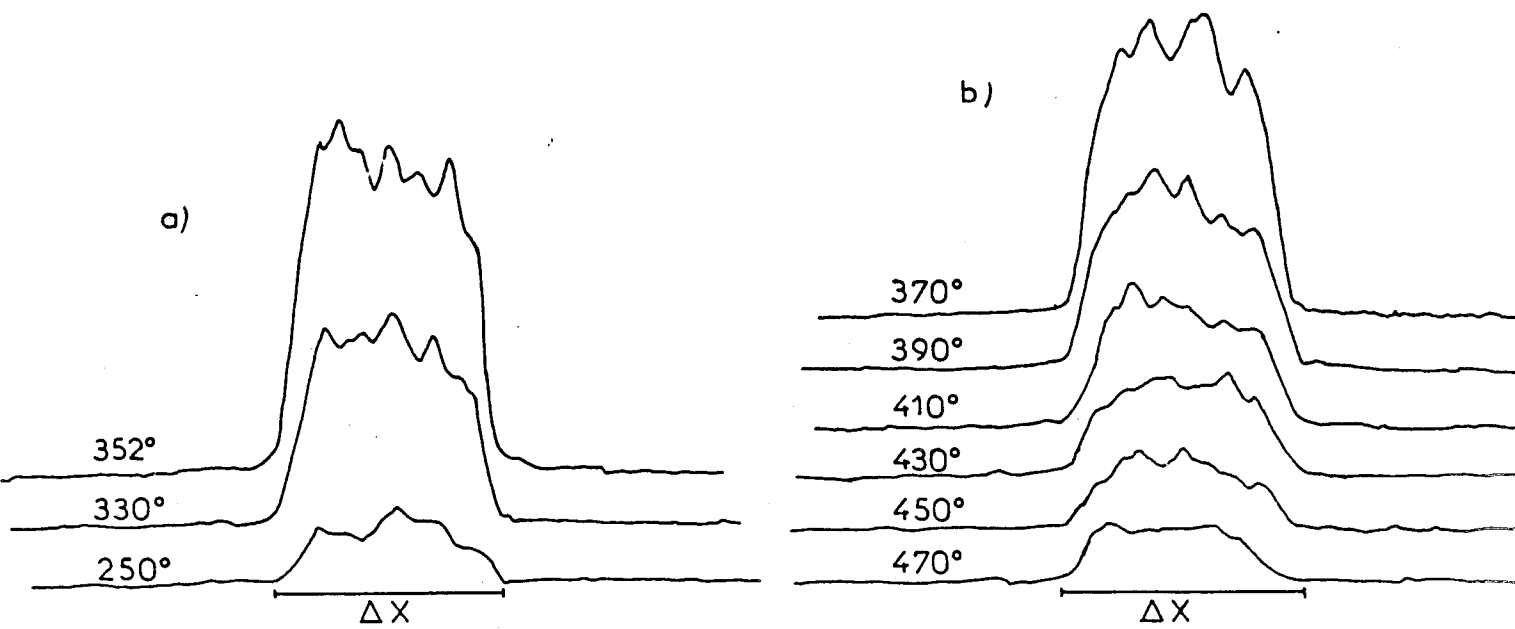


Fig: IX 13 Evolution de la concentration en propane dans la chambre, le moteur étant entraîné (non allumé)
 a) durant la compression
 b) durant la détente

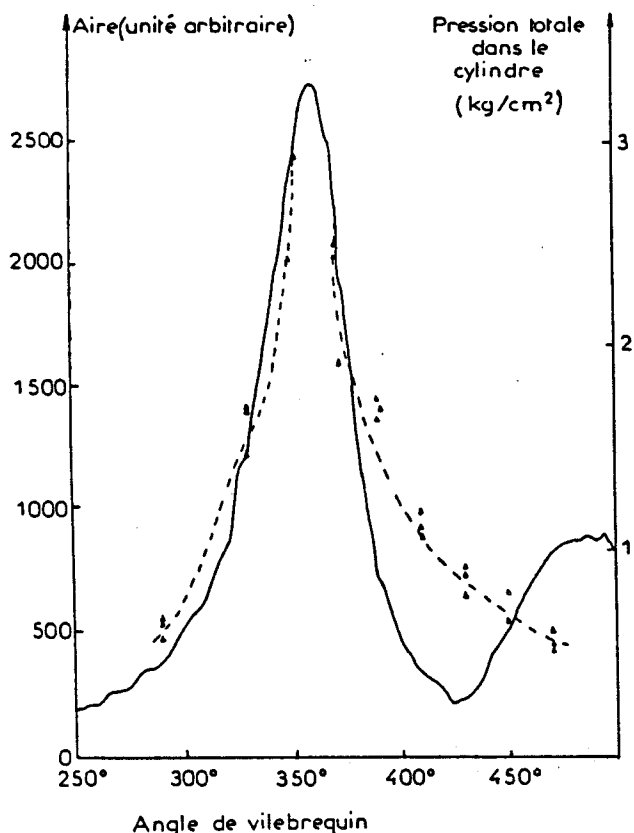


Fig: IX 15 Evolution de l'intensité intégrée sur 6 diodes de la bande de vibration de CH (---) comparé à l'histogramme de pression (—), moteur entraîné.

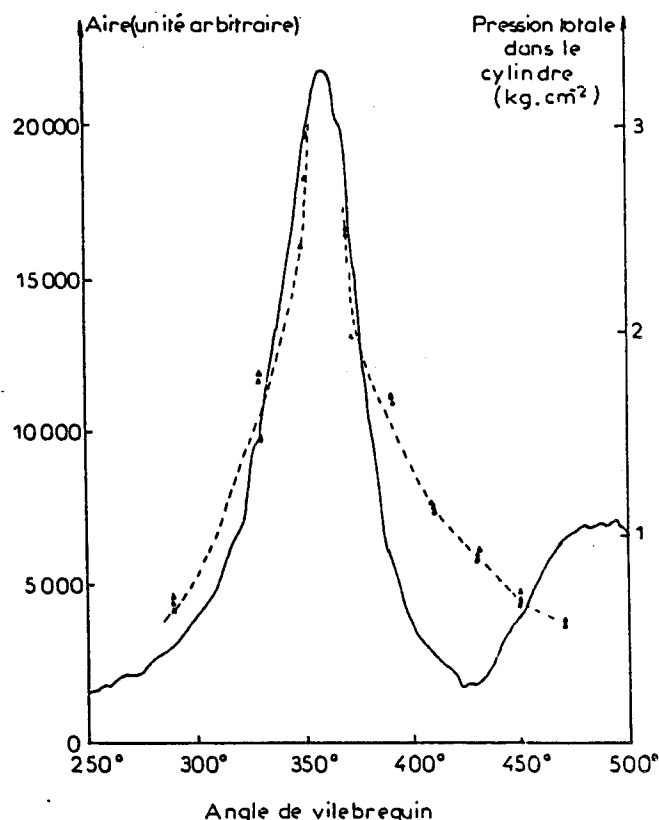


Fig: IX-14 Evolution de l'intensité intégrée sur 110 diodes de la bande de vibration CH (---) comparé à l'histogramme de pression (—), moteur entraîné

du signal diffusé est directement proportionnel à l'élévation de la pression totale dans le cylindre. Par contre, pendant la détente, cette courbe s'éloigne perceptiblement de l'histogramme de pression. Cet écart peut s'expliquer par une chute rapide de la température des gaz dans la zone analysée.

La figure IV.15 représentant l'évolution de l'intensité intégrée sur 6 diodes de la bande de vibration de CH comparée à l'histogramme conforte cette interprétation.

3.2 - ETUDE DU BRUIT

Le spectrographe étant centré sur la raie de vibration de CH, et le moteur en fonctionnement entraîné, nous avons fait des acquisitions de signaux produits par l'excitation par le faisceau du laser YAG à 532 nm d'une phase gazeuse constituée d'air. La figure IV.16 résume les résultats obtenus lorsque le piston se situe au voisinage du point mort haut, c'est à dire à plus ou moins 60° d'angle de vilebrequin de cette position. Les courbes obtenues (figure IV.16a) révèlent une source non négligeable de bruit que nous pouvons attribuer sans aucun doute à de la fluorescence de l'huile recouvrant le piston puisque sur les courbes obtenues pour des positions du piston proches du point mort bas (figure IV.16b), nous n'observons aucun signal parasite.

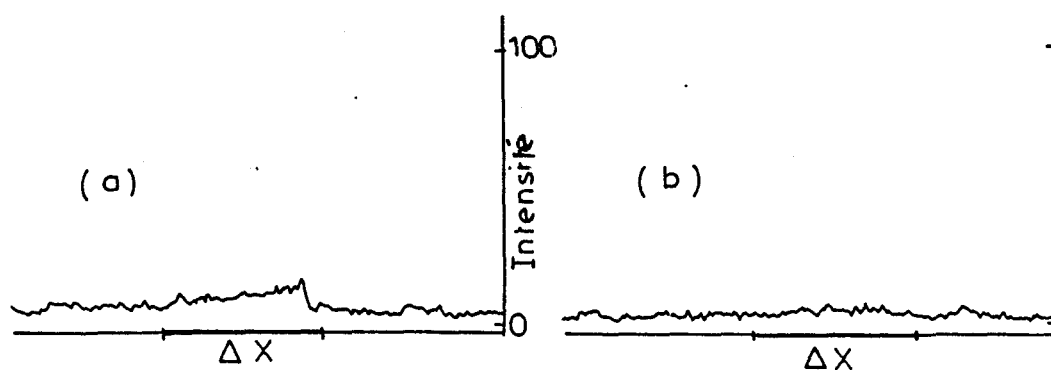


Fig:IV 16 Profil de la phase gazeuse (air) ΔX , à $2915\text{ cm}^{-1}(\bar{\nu}_{\text{CH}})$:
a) point mort haut (371°)
b) point mort bas (184°)

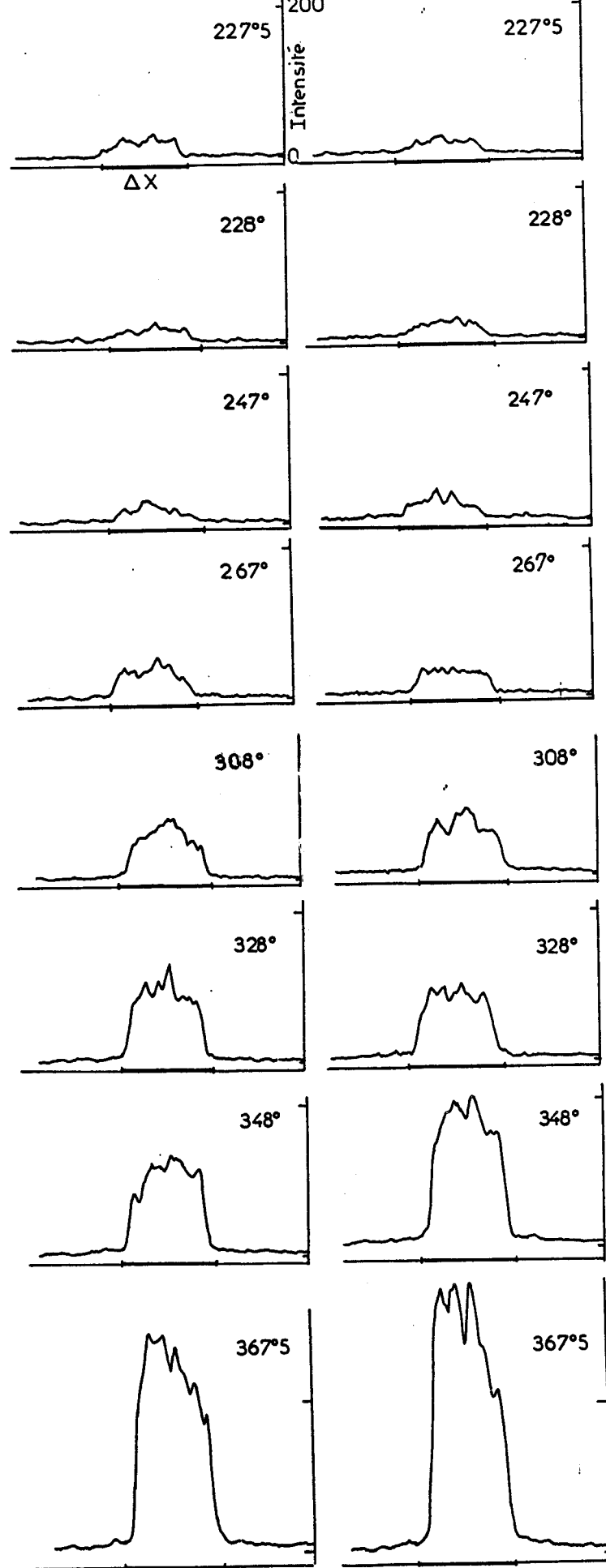


Fig IV 17 Distribution spatiale du propane dans la phase gazeuse ΔX analysée, avant le passage du front de flamme.

Pour compléter cette étude sur les sources possibles de signaux parasites, nous avons vérifié que lors des combustions, l'émission propre de la flamme n'était pas détectée par notre chaîne de mesure.

3.3 - EVOLUTION DE LA CONCENTRATION EN PROPANE PENDANT LE FONCTIONNEMENT DU MOTEUR

Les figures IV.17, IV.18, et IV.19 montrent respectivement les profils de distribution spatiale en propane obtenus par interrogation de la phase gazeuse contenue dans la chambre de combustion, au moyen d'un unique tir laser d'excitation, respectivement avant, pendant et après le passage du front de flamme dans la zone d'analyse. A chaque interrogation de la phase gazeuse à un angle du vilebrequin donné, nous avons fait deux mesures.

- Avant le passage du front de flamme

Comme nous l'avons déjà remarqué auparavant durant cette phase de compression, l'intensité des profils croît régulièrement en fonction de l'angle du vilebrequin pour atteindre des maxima aux alentours de $367,5^\circ$. La quasi reproductibilité des profils pour un même angle du vilebrequin tant au niveau de leur intensité que de leur distribution spatiale montre que la compression de la phase gazeuse est assez reproductible, ce qui est évident, et prouve la fiabilité de nos mesures.

- Durant le passage du front de flamme (figure IV.18)

Entre les angles de vilebrequin $375,5^\circ$ et $389,5^\circ$, la phase gazeuse analysée est atteinte par le front de flamme. Pour un même angle de vilebrequin, les profils révèlent d'importantes différences de distribution spatiale.

- Après le passage du front de flamme (figure IV.19)

Après que le vilebrequin ait dépassé $398,5^\circ$, le front de flamme a complètement balayé la zone d'analyse, et brûlé presque tout le combustible. La légère déformation du profil visible sur les courbes peut être attribuée à de la fluorescence parasite produite par l'huile recouvrant le piston.

Sur les figures IV.20 et IV.21, nous pouvons suivre l'évolution de l'intensité

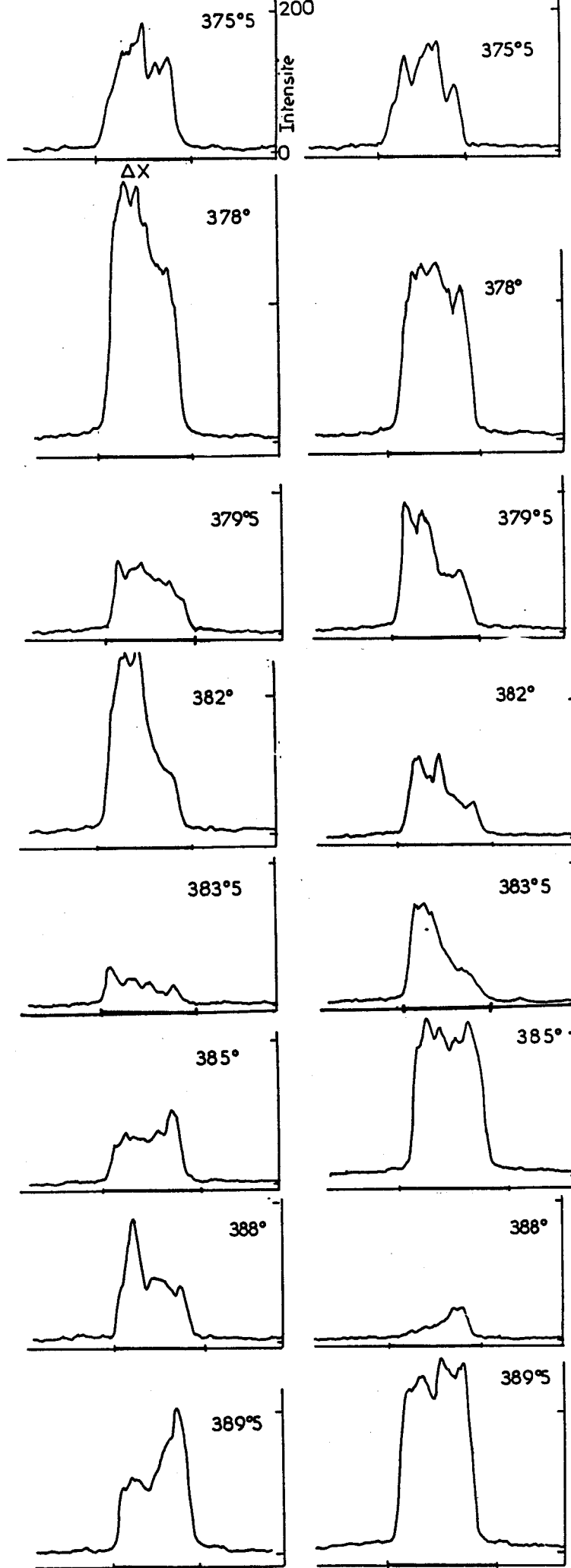


Fig: IV 18 Distribution spatiale du propane dans la phase gazeuse ΔX analysée pendant le passage du front de flamme.

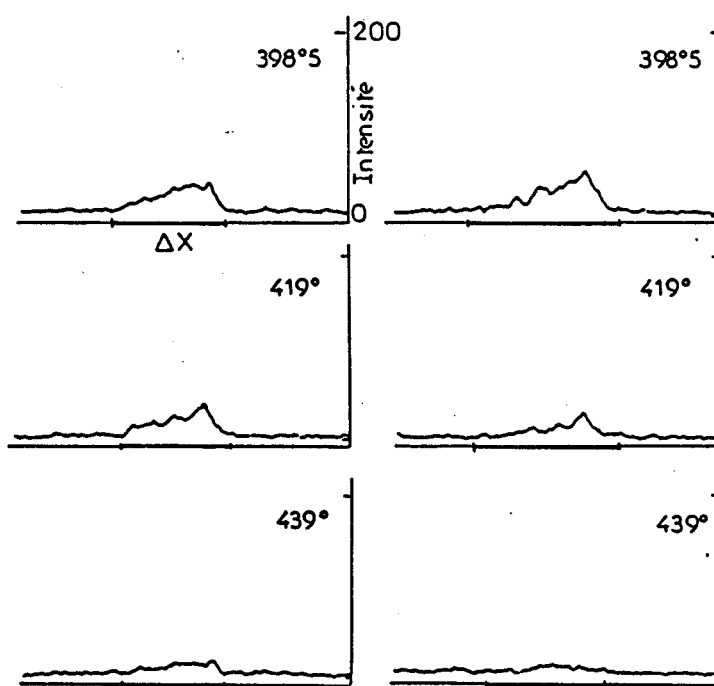


Fig: IV-19 Distribution spatiale du propane dans la phase gazeuse ΔX analysée après le passage du front de flamme.

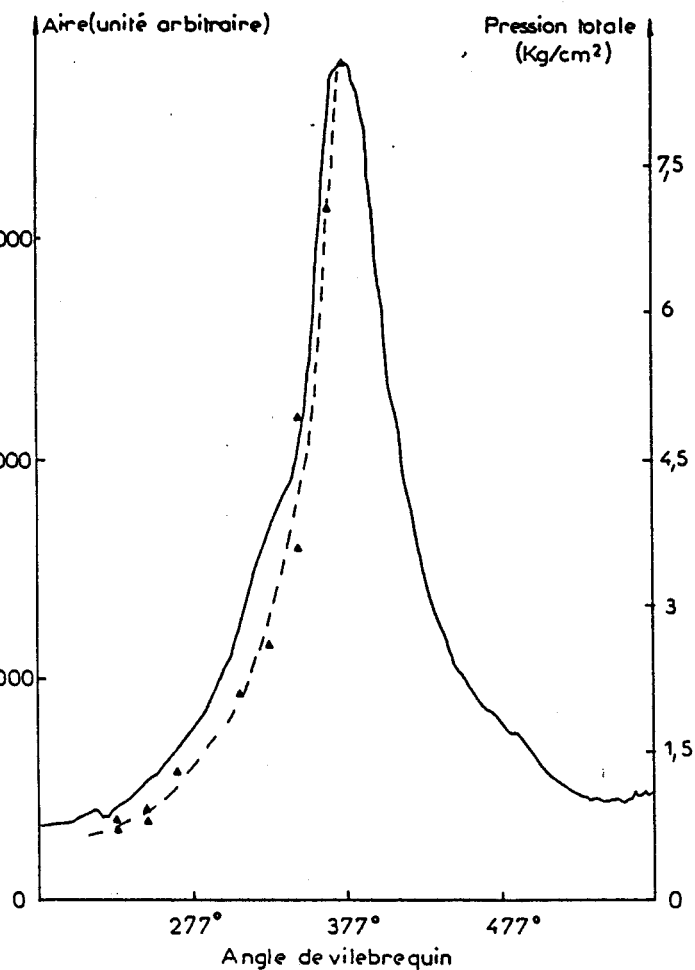


Fig: IV 20 Evolution de l'intensité intégrée sur 110 diodes de la bande de vibration de CH (---) comparé à l'histogramme de pression (—), moteur allumé.

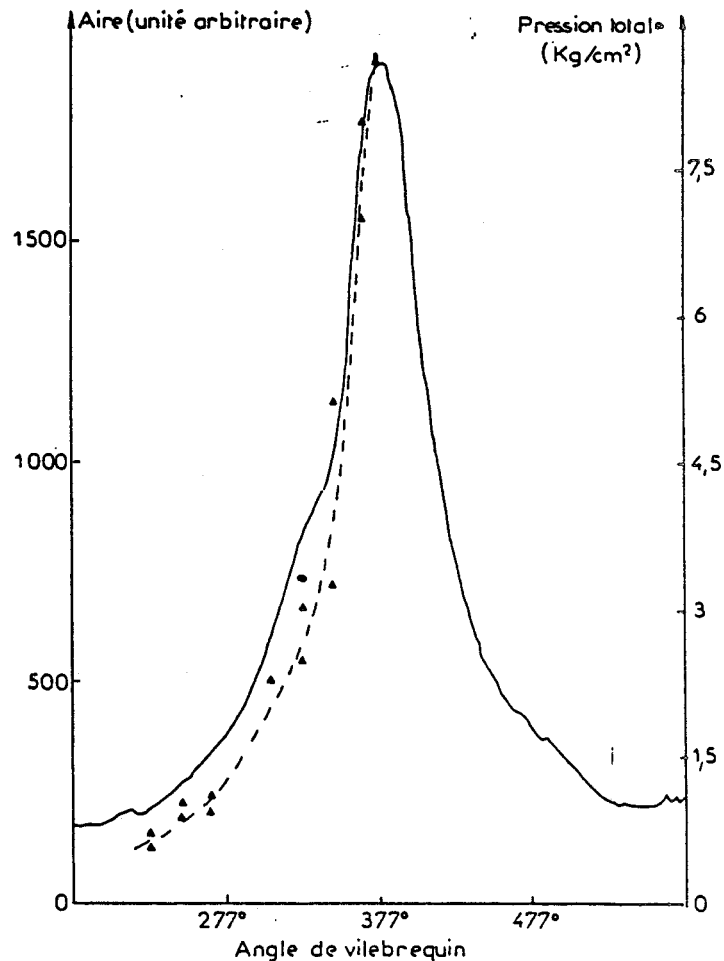


Fig: IV 21 Evolution de l'intensité intégrée sur 6 diodes de la bande de vibration de CH (---) comparé à l'histogramme de pression (—), moteur allumé.

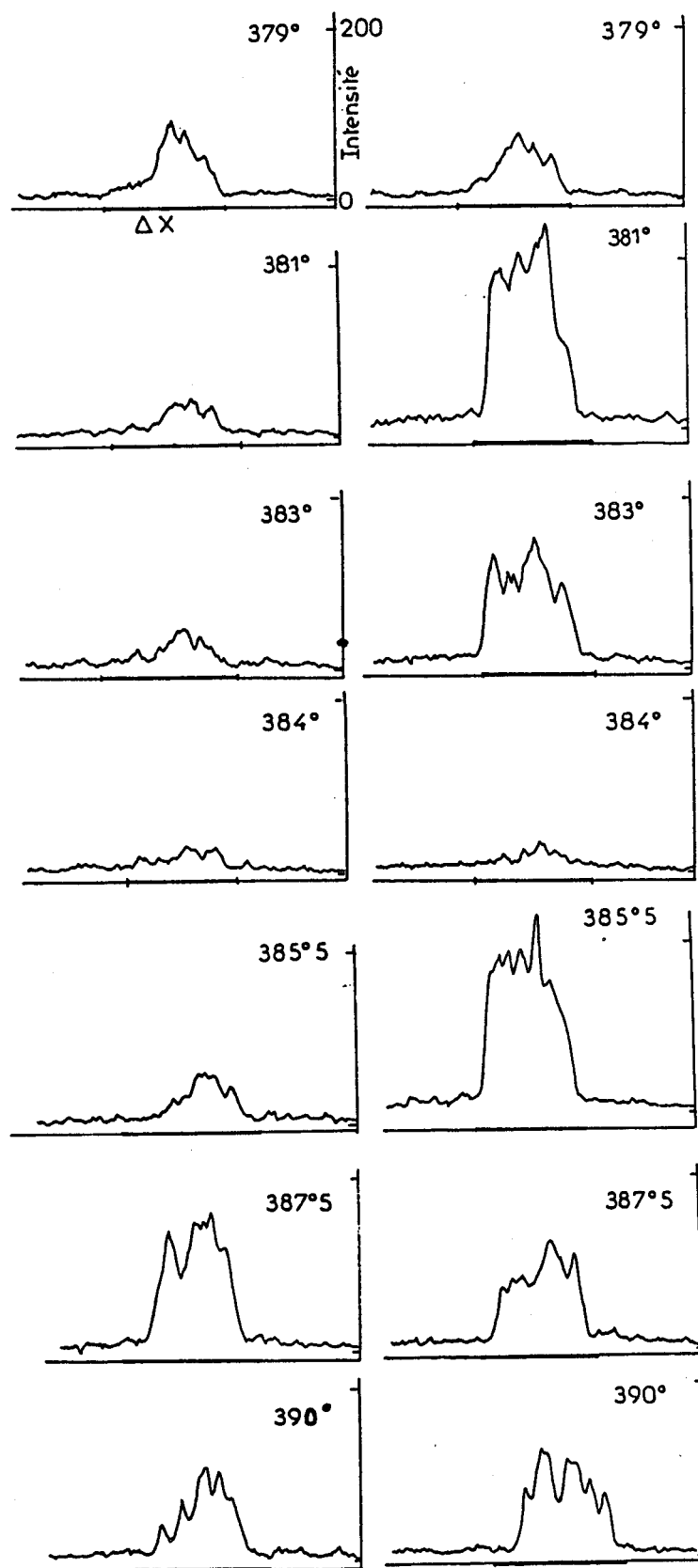


Fig:IV-22 Distribution en propane de la phase gazeuse ΔX analysée entre 379° et 390° du vilebrequin.

des signaux, correspondant au propane, intégrés respectivement, sur 110 diodes et 6 diodes durant la phase de compression. Cette évolution est comparée à l'histogramme de pression. L'intensité intégrée des signaux obtenue pour un angle de vilebrequin de 377° a été normalisée par rapport au maximum de l'histogramme de pression.

3.4 - ETUDE DE LA DISTRIBUTION SPATIALE EN PROPANE ENTRE 379° et 390° D'ANGLE DE VILEBREQUIN

La figure IV.22 concerne une étude particulière des profils de distribution spatiale de propane obtenus pour des valeurs de 379° , 381° , 383° , 384° , $385,5^\circ$, $387,5^\circ$, 390° c'est à dire à un instant du cycle de fonctionnement situé après l'allumage.

Cette séquence correspondant à un fonctionnement continu du moteur pendant 45 minutes, montre des hétérogénéités de distribution du propane tout à fait aléatoires au cours des cycles de fonctionnement du moteur.

D'un cycle à l'autre, le front de flamme n'atteint pas la zone d'analyse pour un même angle du vilebrequin. Par exemple à 385° tout le propane a été consommé, la flamme a déjà dépassé la zone d'analyse. Par contre les hétérogénéités de distribution spatiale relevées à 390° , témoignent de la présence de la flamme au niveau de la zone d'analyse.

Compte-tenu de la résolution de notre chaîne de mesures nous pouvons affirmer que la phase gazeuse correspondant à l'angle de vilebrequin de 390° (figure IV.22) présente des îlots de gaz brûlé dont la longueur est d'environ $1,5\text{mm}$, ces îlots sont séparés par des zones où persiste encore du combustible. Ce profil peut être mis en parallèle avec l'image spectrale correspondant à l'angle de vilebrequin 388° de la figure III.15.

4 - ANALYSE SPATIALE DE LA CONCENTRATION EN MONOXYDE DE CARBONE

La seule connaissance du profil de distribution d'un gaz frais, tel que le propane, reste insuffisante pour étudier le phénomène de combustion à l'intérieur du moteur. L'étape suivante à franchir pour lever cette insuffisance est une mesure de la distribution spatiale d'un produit de la combustion, tel CO_2 , ou encore CO . Nous avons opté pour ce dernier, car la raie de vibration de CO interfère très peu avec celles d'autres édifices chimiques, contrairement aux raies de CO_2 perturbées

par la raie de l'oxygène.

4.1 - PRINCIPALES CARACTERISTIQUES DE L'EXPERIENCE

Les tableaux IV.2 et IV.3 permettent de situer la densité numérique moléculaire du monoxyde de carbone à 377° d'angle de vilebrequin ($P_{\text{cylindre}}=8,6 \text{ Kg.cm}^{-2}$) à $0,98.10^{18} \text{ molécule.cm}^{-3}$, soit à un niveau voisin de la densité numérique moléculaire du propane $0,92.10^{18} \text{ molécule.cm}^{-3}$ à 367° d'angle de vilebrequin ($P_{\text{cylindre}}=7,9 \text{ Kg.cm}^{-2}$).

Bien que possédant une section efficace différentielle de diffusion au voisinage de 532 nm , cinq fois plus petite que celles des CH du propane, le monoxyde de carbone devrait pouvoir être détecté dans la phase gazeuse.

Cependant nous pouvons craindre qu'aux températures élevées l'élargissement de la raie de vibration de l'azote (2331 cm^{-1}) [3] entraîne une interférence de cette raie avec la raie de vibration de CO (2145 cm^{-1}). En choisissant une largeur de fente de sortie de $0,07 \text{ mm}$, définissant un champ spectral d'analyse de 95 cm^{-1} , nous nous affranchissons partiellement de cette interférence.

Afin de lever une quelconque ambiguïté sur l'interprétation des profils de distribution spatiale de CO, nous avons étudié au voisinage de la fréquence de vibration de CO (2145 cm^{-1}) le signal de diffusion de l'air atmosphérique dans le moteur entraîné (figure IV.23). Comme lors de l'étude sur le propane, nous constatons l'apparition d'un fond parasite recouvrant le domaine spatial analysé, lorsque le piston approche le point mort haut.

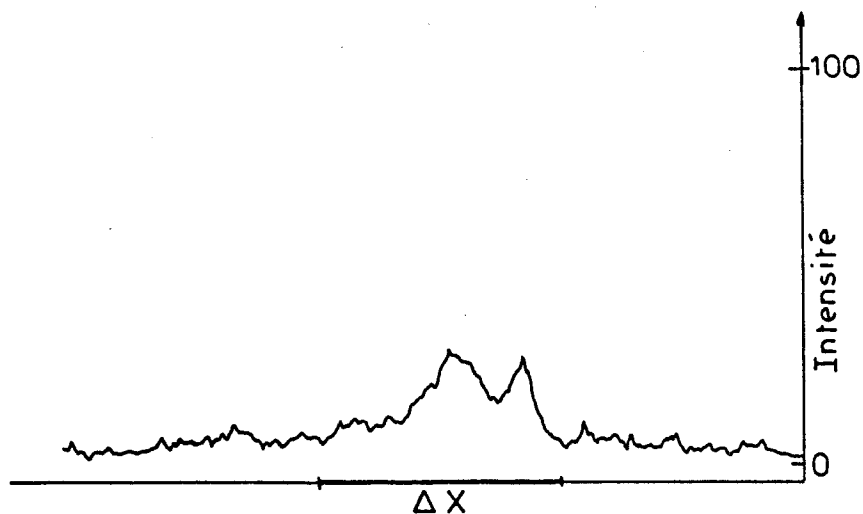


Fig:IV-23 Profil de la phase gazeuse (air) dans le moteur entraîné à un angle de vilebrequin 380° (au voisinage de $\nu_{\text{CO}}=2145 \text{ cm}^{-1}$)

4.2 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

4.2.1 - Evolution de la concentration de CO durant la compression

Cette étude a été menée entre $337,5^\circ$ et 378° d'angle de vilebrequin (figure IV.24). Jusqu'à 376° d'angle de vilebrequin, le CO provenant des gaz résiduels est présent dans la phase gazeuse analysée à l'état de trace avec une distribution spatiale non uniforme. Par contre sur les courbes à 378° d'angle de vilebrequin, l'intensité élevée et la répartition spatiale relativement uniforme de CO indique que la combustion vient juste d'avoir lieu.

4.2.2 - Evolution de la concentration de CO après le passage du front de flamme

La figure IV.25 illustre l'évolution de la distribution spatiale en CO le long de la trace diffusante analysée, entre les angles de vilebrequin 386° et 418° , situés après le passage du front de flamme. C'est dans cette zone que nous risquons de trouver le CO avec des concentrations suffisamment élevées.

Les densités numériques moléculaires en CO les plus élevées doivent être obtenues pour des interrogations de la phase gazeuse juste après le passage du front de flamme, au voisinage du point mort haut. Puis au fur et à mesure de la détente, les signaux mesurés diminuent en intensité. En fait, expérimentalement, l'intensité des courbes ne varie pas linéairement avec l'angle de vilebrequin, (référence [53], chapitre I). La distribution spatiale de CO est d'un cycle de combustion à l'autre tout à fait aléatoire.

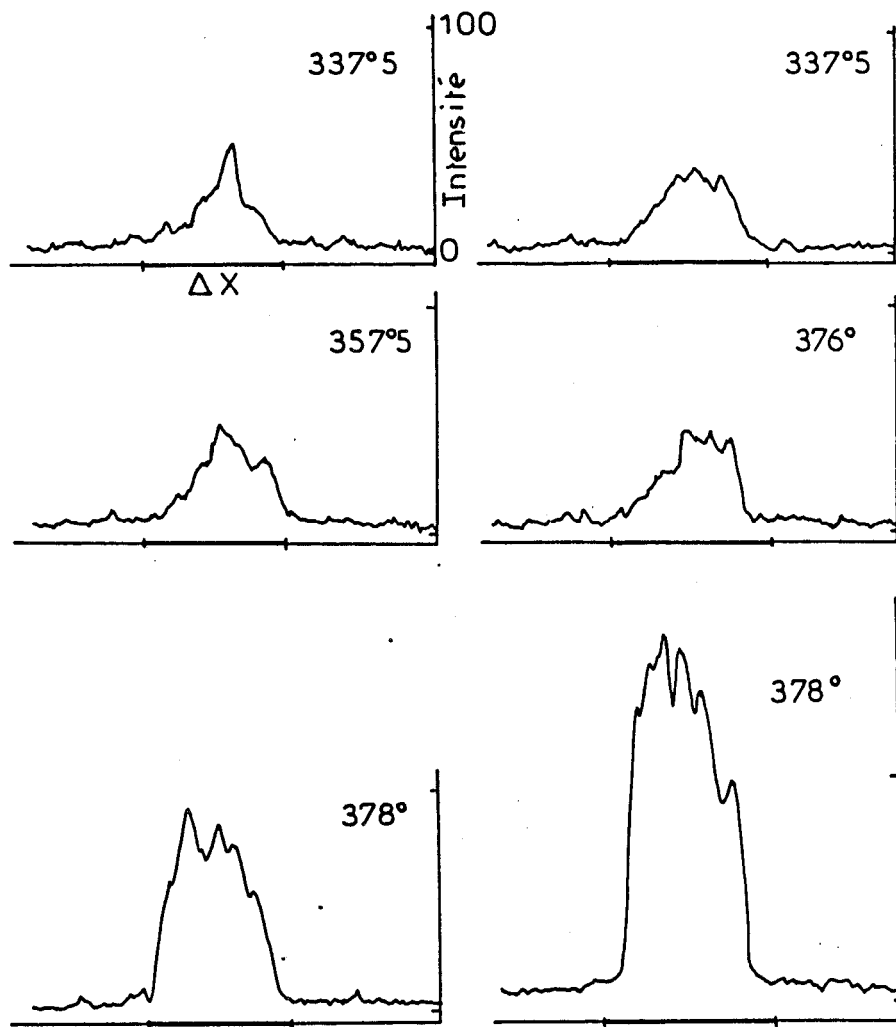


Fig: IV 24 Evolution du profil de distribution de CO durant la compression.

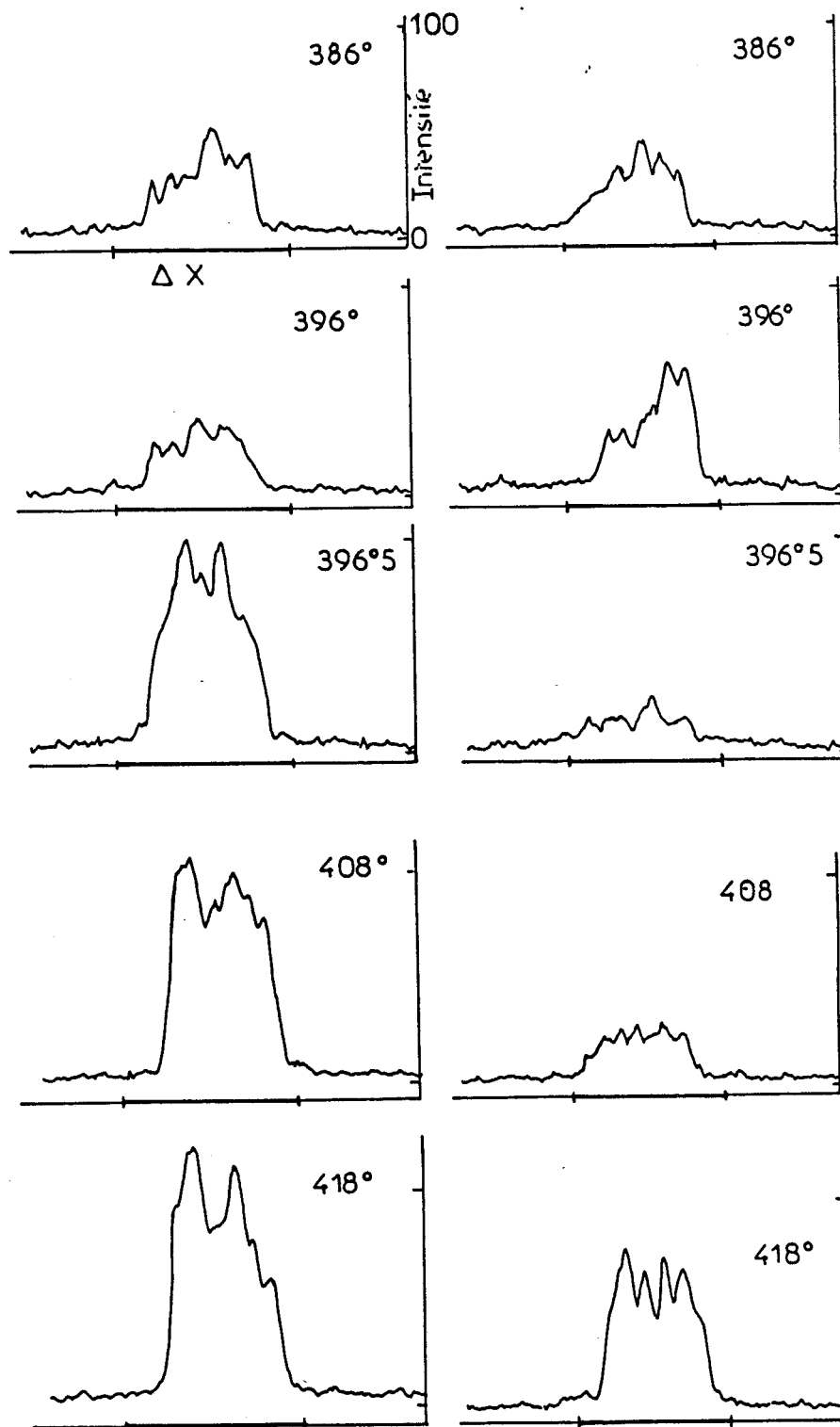


Fig: IV 25 Evolution du profil de distribution de CO après le passage du front de flamme.

CONCLUSION

L'utilisation d'une barrette de photodiodes comme détecteur secondaire dans une chaîne de mesure de spectrométrie Raman multicanale en impulsion, pour des mesures quantitatives de profil de distribution spatiale d'espèces moléculaires présentes lors d'une combustion dans un moteur, a été réalisée.

Dans la littérature, nous n'avons trouvé qu'un seul exemple d'utilisation de la barrette de photodiodes pour l'analyse de la distribution spatiale d'une espèce moléculaire dans les flammes. M. ALDÉN proposa, en 1982, un système optique qui par dédoublement de l'image de l'échantillon, en l'occurrence une flamme de C_2H_2/O_2 , permettait l'analyse simultanée et résolue dans l'espace de C_2 et OH [4,5,6,7,8]. Ainsi jusqu'à maintenant, la spectrométrie Raman spontanée et la fluorescence induite par laser sont les seules techniques spectroscopiques utilisant la barrette de photodiodes. Notons que certains auteurs s'intéressent à son emploi en DRASC large-bande pour des mesures de température de flamme [9].

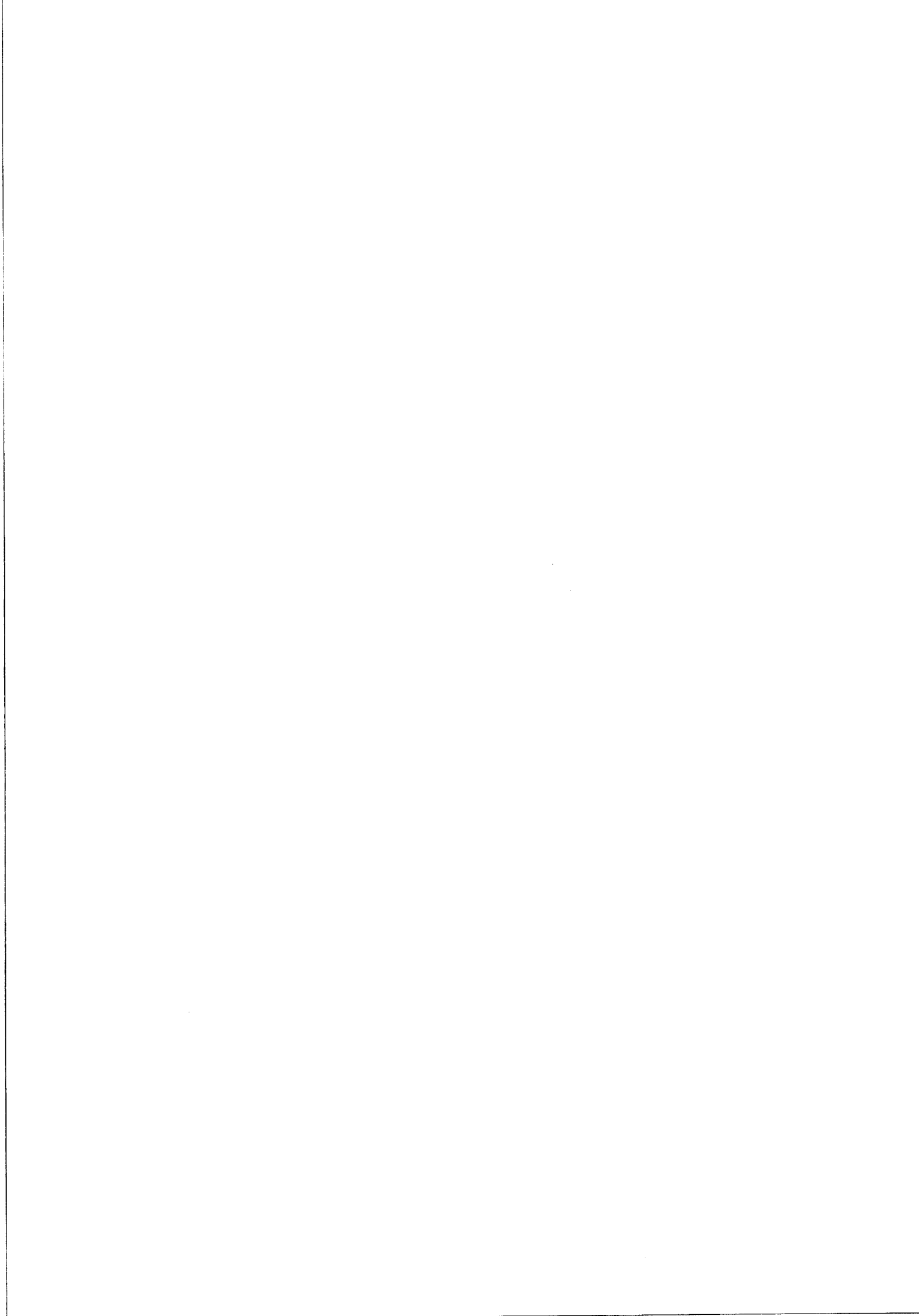
Les spectrogrammes obtenus au moyen d'un unique tir laser d'excitation ont permis de suivre l'évolution de la concentration en propane et en monoxyde de carbone, le long des 16 mm de trace diffusante d'échantillon gazeux analysé dans la chambre de combustion du moteur, avec une résolution spatiale d'environ 1,5 mm.

Comme nous l'avions fait remarquer dans le chapitre III, l'emploi d'une barrette de photodiodes comme détecteur secondaire en remplacement d'un tube télévision, facilite l'acquisition et le traitement des signaux. Les mesures quantitatives absolues de concentration restent néanmoins difficiles à obtenir à partir d'un seul tir laser d'excitation de la phase gazeuse.

BIBLIOGRAPHIE

CHAPITRE IV

- 1 - J. MARTIN
Journal of Raman Spectroscopy, Vol. 16, 1985, p. 139-142
- 2 - L.M. SVERDLOV, and others
Vibrational Spectra of Polyatomic Molecules, John Wiley and sons Ed, p. 183-203
- 3 - M. LAPP, C.M. PENNEY
Advances in Infrared and Raman Spectroscopy, R.S.H. Clark and R.E. Hester Ed, Vol. 3, p. 204-261, 1977
- 4 - M. ALDEN and Others,
Applied Optics, Vol. 21, N°7, p. 1236-1240, 1982
- 5 - M. ALDEN and Others,
Applied Physics, B29, 93-97, 1982
- 6 - M. ALDEN, S. WALLIN, W. WENDT
Applied Phys., B33, 205-208, 1984
- 7 - M. ALDEN, H. EDNER, and S. WALLIN
Optics letters, Vol. 10, N°11, p.529-531, 1985
- 8 - M. ALDEN, P. GRAFSTRÖM, H. LUNDBERG, and S. SWANBERG
Optics letters, Vol. 8, N°5, p.241-243, 1983
- 9 - D.R. SNELLING, R.A. SAWCHUK, G.J. SMALLWOOD
Applied Optics, Vol. 23, p. 4083-4089, 1984



CONCLUSION

Nous avons montré au cours de cette étude les possibilités offertes par la spectrométrie Raman multicanale en impulsions pour l'analyse spatiale de densités numériques moléculaires en phase gaz dans la chambre de combustion d'un moteur.

Les spectrogrammes et les photographies obtenus démontrent l'intérêt de cette technique pour l'analyse "in situ" sans perturbation de la distribution spatiale des espèces moléculaires dans un moteur, pendant son fonctionnement et même à travers le front de flamme et cela avec un seul tir laser d'excitation.

Des hétérogénéités de distribution spatiale des espèces moléculaires O_2 , C_3H_8 , CO , CO_2 ont été mises en évidence au cours de la phase d'explosion. Ces hétérogénéités sont détectables dans un champ d'analyse de 16 mm avec une résolution de 1 à 1,5 mm suivant le type de détecteur photoélectrique secondaire utilisé.

Notre chaîne de mesure équipée du tube analyseur d'images S.I.T. compte tenu de sa faible dynamique est mal adaptée pour des mesures quantitatives. Par contre, elle a l'avantage de pouvoir analyser simultanément plusieurs espèces moléculaires en différents points de l'échantillon.

L'étude quantitative de profils de distribution spatiale d'espèces moléculaires passe par l'utilisation d'une barrette de photodiodes comme détecteur secondaire. Les signaux obtenus au moyen d'un seul tir laser d'excitation ont permis de suivre l'évolution de la distribution du combustible (propane) et du monoxyde de carbone le long des 16 mm de trace diffusante analysée, avec une résolution spatiale de 1,5 mm.

Toutefois, les analyses effectuées restent semi-quantitatives du fait de la difficulté de faire des étalonnages à basse pression et à température élevée. De plus les raies spectrales obtenues au moyen d'un seul tir d'excitation sont de faible intensité et il n'est pas possible de faire des moyennages sur plusieurs cycles.

Les solutions à apporter pour aboutir à des mesures quantitatives pourraient passer :

- par le choix d'une excitation laser dans le domaine du proche U.V., permettant de mettre à profit à la fois l'augmentation de la section efficace différentielle



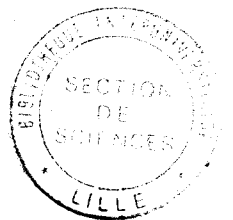
de diffusion des espèces moléculaires et celle du rendement quantique de la photocatode du récepteur.

- par la mise au point d'un système optique de collection de la lumière diffusée et l'utilisation d'un spectrographe plus lumineux.

- par l'utilisation de tubes analyseurs d'images à galettes de microcanaux, couplés par fibres optiques au détecteur secondaire.

En fait notre moteur est mal adapté à ce type d'études. L'instabilité de son processus de combustion d'un cycle à l'autre rend impossible l'amélioration du rapport signal sur bruit par accumulation de signaux. Les importantes remontées d'huile dans la chambre de combustion provoquent une fluorescence induite par le laser qui se superpose aux spectres Raman et dégradent le rapport signal sur bruit.

Un progrès important pourrait être également fait dans le domaine de la rapidité d'acquisition, en utilisant un laser à plus grande fréquence de récurrence. La saisie simultanée du spectre Raman, de la courbe de pression relevée au capteur piézo-électrique et de l'angle de vilbrequin par un miniordinateur permettrait également une approche plus quantitative de l'interprétation des phénomènes de combustion dans un moteur à explosion.



RESUME

Notre travail a pour objectif d'évaluer les possibilités offertes par l'application de la spectrométrie Raman multicanale en impulsions à l'identification, la localisation et la mesure des concentrations des espèces moléculaires majoritaires présentes dans un système gazeux en cours de réaction.

Pour atteindre cet objectif, nous avons conçu un ensemble de spectrométrie Raman laser en impulsions spécialement adapté à ce type d'étude. Une attention particulière a été portée aux détecteurs photoélectriques multicanaux du type monodimensionnel et bidimensionnel choisis pour équiper le spectromètre. Ces deux types de détecteurs s'avèrent intéressants pour effectuer des études de profil de distribution spatiale d'une ou plusieurs espèces moléculaires dans les mélanges gazeux en cours d'évolution.

Le spectromètre Raman laser en impulsion a été optiquement couplé à un moteur à 4 temps spécialement modifié pour permettre des accès optiques. Le laser en impulsion assurant l'excitation des spectres Raman a été synchronisé avec le moteur de façon à assurer l'analyse du spectre de la phase gazeuse en combustion pour des valeurs déterminées de l'angle du vilebrequin.

Cette technique a permis de mettre en évidence des hétérogénéités de distribution spatiale des concentrations des espèces moléculaires : propane, oxygène, mono et dioxyde de carbone, eau, lors de la propagation de la combustion dans la chambre du moteur. Ces hétérogénéités sont clairement mises en évidence par l'étude des profils de distribution spatiale des espèces moléculaires le long de la trace diffusante du faisceau laser dans le volume gazeux.

La méthode proposée, non perturbatrice du milieu analysé, présente l'énorme avantage de conduire à des mesures résolues spatialement à l'échelle du millimètre.

MOTS CLES :

Spectrométrie Raman pulsée - Détecteurs photoélectriques multicanaux - Moteur Spectrométrie résolue dans le temps - Gaz - Analyse spatiale