

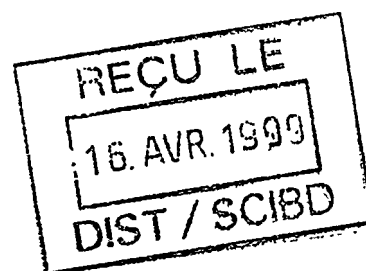


FR9905645

SOCIÉTÉ FRANCAISE DES THERMICIENS

Journée organisée par la section Rayonnement
(Président : D. Balageas)

MASTER



DISTRIBUTION OF THIS DOCUMENT IS UNLIMITED
FOREIGN SALES PROHIBITED
cel

MESURE DES TEMPÉRATURES DANS LES ÉCOULEMENTS (ÉVENTUELLEMENT RÉACTIFS, MULTIPHASIQUES...) PAR MÉTHODES OPTIQUES

RECEIVED
AUG 12 1999
OSTI

Journée d'Études du Mercredi 21 Janvier 1998

DISCLAIMER

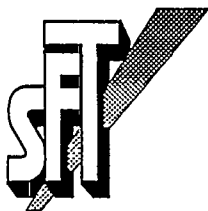
Portions of this document may be illegible in electronic image products. Images are produced from the best available original document.

SOCIÉTÉ FRANCAISE DES THERMICIENS

**Journée organisée par la section Rayonnement
(Président : D. Balageas)**

**MESURE DES TEMPÉRATURES
DANS LES ÉCOULEMENTS
(ÉVENTUELLEMENT RÉACTIFS,
MULTIPHASIQUES...) PAR
MÉTHODES OPTIQUES**

Journée d'Études du Mercredi 21 Janvier 1998



SOCIÉTÉ FRANCAISE DES THERMICIENS

Liste des participants à la journée du 21 janvier 1998

ABDO Danielle

CEA Saclay
DMT/SEMT/TTMF
91191 Gif sur Yvette Cedex
Tél : 01 69 08 28 68
Fax : 01 69 08 82 29

BALAGEAS Daniel
balageas@onera.fr

ONERA
BP 72
92322 Chatillon Cedex
Tél : 01 46 73 48 73
Fax : 01 46 73 48 91

BOLOT Rodolphe
rodolphe.bolot@utbm.fr

LERMPS-UTBM
BP 449
90010 Belfort Cedex
Tél : 03 84 58 31 98
Fax : 03 84 58 30 30

COCHE Jean-Claude

CEA Saclay
DMT/SEMT/TTMF
91191 Gif sur Yvette Cedex
Tél : 01 69 08 51 22
Fax : 01 69 08 82 29

GOUESBET G.
gouesbet@casimir.coria.fr

LESI, INSA de Rouen
UMR-CNRS 6614, Coria
BP 8
76131 Mont Saint Aignan

HELAND Jörg
Heland@IFU.FHG.DE

Fraunhofer Institute for Atmospheric
Environmental Research
Kreuzeckbahnstrasse 19
D- 82467 Garmisch-Partenkirchen, FRG
Tél : +49(0)8821-183-164
Fax : +49(0)8821-183-296

HERVE Philippe
Philippe.Herve@CVA.U-Paris10.fr

LEEE, Univ. Paris X
1 Chemin Desvallières
92410 Ville d'Avray
Tél/fax : 01 47 09 16 45

JACQUOT Olivier
Olivier.Jacquot@CVA.U-Paris10.fr

LEEE, Univ. Paris X
1 Chemin Desvallières
92410 Ville d'Avray
Tél : 01 47 09 70 13

LALLEMAND Michel

LET-ENSMA
86960 Futuroscope Cedex
Tél : 05 49 49 81 17
Fax : 05 49 49 80 01

LEGRAS Olivier

AUXITROL
5 allée Charles Pathé
18941 Bourges Cedex 9
Tél : 02 48 66 78 33
Fax : 02 48 66 78 55

LEPORCQ B.
leporcq@imf-lille.fr

DAAP/ONERA-IMFC
5, boulevard Paul Painlevé
59045 Lille Cedex
Tél : 03 20 49 69 48
Fax : 03 20 52 95 93

PETIT Jean-Pierre
sft@ecp.fr

Secrétariat SFT
École Centrale Paris - Grande Voie des Vignes
92295 Châtenay-Malabry Cedex
Tél-fax : 01 41 13 12 15

PINA Vincent
Vincent.Pina@CVA.U-Paris10.fr

LEEE, Univ. Paris X
1 Chemin Desvallières
92410 Ville d'Avray
Tél : 01 47 09 70 13
Fax : 01 47 09 16 45

SERIO Bruno
bruno.serio@utbm.fr

LERMPS-UTBM
BP 449
90010 Belfort Cedex
Tél : 03 84 58 06 32
Fax : 03 84 58 30 30

TRETOUT Brigitte
btretout@onera.fr

ONERA, service DMPH
Fort de Palaiseau
91120 Palaiseau
Tél : 01 69 93 61 78 (6166)
Fax : 01 69 93 61 82

VALLY Johana
Johana.vally@CVA.U-Paris10.fr

LEEE, Univ. Paris X
1 Chemin Desvallières
92410 Ville d'Avray
Tél/fax : 01 47 09 16 45

ZITOUN R.

I.U.T. de Ville d'Avray, Univ. Paris X
1 Chemin Desvallières
92410 Ville d'Avray
Tél : 01 47 09 70 00

LISTE DES COMMUNICATIONS

- F. Grisch, B. Attal-Tretout, P. Bouchardy, V.R. Katta, W.M. Roquemore
« *Mesures simultanées de température et de concentration de NO dans une flamme turbulente hydrogène-air* »
- B. Leporcq, X. Lefebvre
« *Application de la fluorescence induite de l'iode par laser aux mesures de température, pression et vitesse* »
- G. Gouesbet, G. Gréhan et F. Corbin
« *Mesure d'indice de réfraction et de température en phase Doppler* »
- B. Serio, R. Bolot, V. Pina
« *Étude expérimentale et numérique des champs de température de particules dans les jets plasmas* »
- J. Heland, K. Schäfer
« *Measurement and determination of temperatures and concentrations of hot exhaust gases with FTIR emission spectroscopy* »
- J. Vally, O. Legras, J. Bethell, P. Hervé
« *Contrôle de la combustion de turbine à gaz par spectroscopie d'émission du CO₂* »
- O. Jacquot, R. Kail, P. Hervé, D. Bouchaud
« *Analyse des champs de température des gaz et des jets de particules. Application aux statoréacteurs hydrogène-air, kérosène et aux jets de propergols solides* »
- F. Yousefian et M. Lallemand
« *Restitution de profils de température et d'espèces dans les flammes de prémélange par inversion des données de transmission et d'émission infrarouge* »

MESURES SIMULTANÉES DE TEMPÉRATURE ET DE CONCENTRATION DE NO DANS UNE FLAMME TURBULENTE HYDROGÈNE-AIR

F. GRISCH, B. ATTAL-TRETOUT, P. BOUCHARDY,
V.R. KATTA, W.M. ROQUEMORE

Résumé

Des mesures instantanées de température par "Diffusion Raman Anti-Stokes Cohérente" (CARS) et de concentration de NO par mélange dégénéré à quatre ondes (OFWN) ont été effectuées dans une flamme instationnaire hydrogène/air. Cette flamme constitue une source contrôlée permettant d'étudier les interactions flamme-vortex. Des études numériques récentes ont démontré que des modifications importantes de la température locale et des concentrations d'espèces se produisent au cours de ces interactions flamme-vortex. Les températures et les concentrations mesurées sont représentées sous forme de cartes et sont comparées aux résultats de calcul. L'accord entre les mesures et la théorie est excellent.

A VORTEX-FLAME INTERACTION STUDY USING FOUR-WAVE MIXING TECHNIQUES

F. GRISCH, B. ATTAL-TRETOUT, P. BOUCHARDY,
V. R. KATTA* and W. M. ROQUEMORE†

*Office National d'Etudes et de Recherches Aéronautiques,
29, avenue de la division Leclerc, BP 72-92322 Châtillon Cedex, France*

** Innovative Scientific Solutions, Inc. 3845 Woodhurst Court,
Dayton, OH 45430, USA*

† Wright Laboratory, Wright-Patterson Air Force Base, OH 45433, USA

Received 23 April 1996

Temperature and NO concentration can change dramatically during a vortex-flame interaction. In this paper, a vertically mounted buoyant hydrogen-nitrogen jet diffusion flame is used to study vortex-flame interaction. Single shot measurements of temperature by Coherent Anti-Stokes Raman Scattering (CARS) and of NO concentration by Degenerate Four Wave Mixing (DFWM) are used to investigate the temporal and spatial evolution of the flame. The results are compared with theoretical predictions. Temperature and mole fraction are presented in two-dimensional maps. Experimental and theoretical results are in excellent agreement.

1. Introduction

The purpose of this paper is to evaluate predictions of Katta *et al.* that temperature and NO concentration can change dramatically during a vortex-flame interaction. A vertically mounted buoyant hydrogen-nitrogen jet diffusion flame is used to study vortex-flame interactions. Single shot measurements of temperature by Coherent Anti-Stokes Raman Scattering (CARS) and of NO concentration by Degenerate Four Wave Mixing (DFWM) are used to investigate the temporal and spatial evolution of a flame. The results are compared with theoretical predictions. A second objective of this paper is to demonstrate the applicability of purely coherent techniques to a dual measurement of temperature and NO concentration in a flame.

Recent numerical studies of Katta *et al.*^{1,2} have shown that significant changes occur in local temperature and species concentrations during the vortex-flame interaction processes. It was predicted that the local temperature and concentration of NO increase in the compressed regions and decrease in the stretched regions of the flame surface. Initial comparisons to the theoretical predictions of Katta *et al.* are presented in previous papers.^{3,4}

The present paper gives the details of the experiment described in Ref. 4 and presents the whole set of measurements of temperature and NO concentration obtained by CARS and DFWM respectively. We have probed the interaction of an outside vortex with a low-speed hydrogen/nitrogen/air jet diffusion flame at two locations downstream from the jet exit ($h = 50$ and 135 mm). Sequential point measurements sampling the flame period in one millisecond steps are recorded for different radial locations relative to the flame axis. The temperature and mole fractions are presented as space-time colored maps of the flame, enhancing the location of the flame bulge, i.e. the compressed regions of the flame.

Numerical simulations are also shown for comparison. The theoretical model is described in detail in previous papers.^{1,2,4}

2. Experimental Set-Up

2.1. Lasers

A special diagnostic system was developed that allows simultaneously trace species analysis and conventional CARS thermometry. The schematic diagram of the experimental set-up is shown in Fig. 1. The laser system is composed of two benches mounted on a single table. The first bench comprises a frequency-doubled injection-seeded Nd:YAG laser and a broad-band dye laser that generates the pump and Stokes beams required for the multiplex CARS temperature measurement. The Stokes beam is centered at 607 nm to excite the nitrogen Raman Q branches (Fig. 2) and has a bandwidth of 60 cm^{-1} FWHM. The output energies are about 60 mJ for the pump beam and 5 mJ for the Stokes beam.

The second laser bench used to measure NO concentrations with DFWM consists of a tunable narrow-band dye laser pumped by a multi-mode Nd:YAG laser. The blue emission of the dye laser (coumarine 460) is frequency-doubled in a BBO

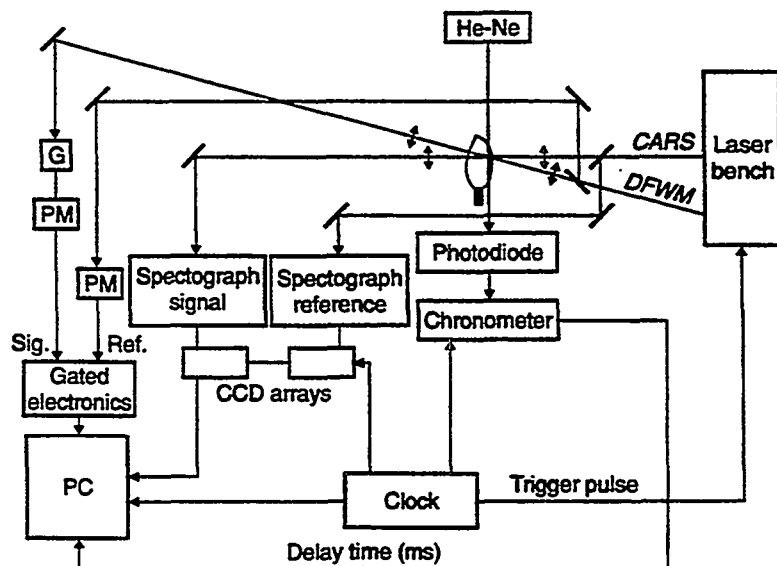


Fig. 1. Schematic diagram of the experimental set up.

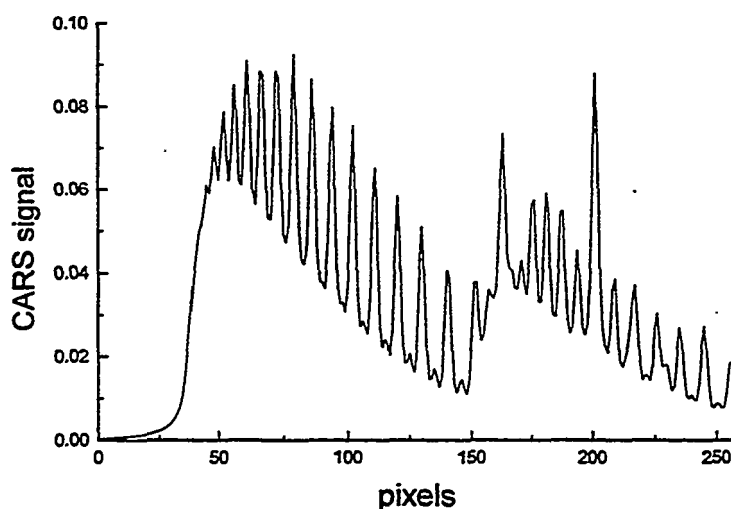


Fig. 2. Broad-band CARS spectra of nitrogen at 3100 K in a welding torch.

crystal. The output energy of this laser is 3 mJ between 222 and 227 nm with a FWHM of 0.12 cm^{-1} . The laser repetition rate is 10 Hz with 10 ns pulses and the two laser systems are synchronized within the temporal jitter (1 or 2 ns).

The narrow-band dye laser frequency is tuned to the $Q_1(21.5) + S_{21}(10.5)$ set of transitions of the $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi(0,0)$ band of the γ system of NO (Fig. 3). Using the excitation wavelength ($\lambda = 2256.93 \text{ \AA}$), the DFWM signal level is significant over a wide range of temperatures down to that of room air. Nitric oxide concentrations are retrieved from the signal amplitude by taking into account the ground level populations, the rotational line strengths and the saturation parameters of these two main and satellite lines.⁵

A planar BOXCARS arrangement (Fig. 4) is used on the CARS system in which referencing and non-resonant background cancellation are applied systematically.⁶ Referencing is performed by first focusing the laser beams in a cell filled with Ar at a pressure of 10^5 Pa , then splitting off the non-resonant CARS signal using a dichroic plate and then refocusing the laser beams in the jet flame. The CARS beams are focused into the flame using a 300 mm focal length achromat yielding a 3 mm long, $100 \mu\text{m}$ diameter probe volume. The available energies in the probe volume are 30 and 2.5 mJ at 532 and 607 nm respectively. The signal is finally recollimated before the entrance of the spectrometers (Fig. 1). Reference and sample CARS spectra are dispersed in separate spectrometers and detected by means of two 512 diode arrays. The spectral dispersion and resolution (FWHM) are $0.125 \text{ cm}^{-1}/\text{pixel}$ and 0.8 cm^{-1} respectively.

The laser beam for the DFWM measurements is split into three beams in a folded BOXCARS arrangement (Fig. 4).⁷ The pump beam P_1 is vertically polarized whereas the P_2 pump and the probe beam P_r are horizontally polarized. This arrangement was demonstrated to provide optimal signal to noise ratio.^{8,9} The DFWM beams are focused at the same probe volume as the beam set of the CARS system using a 900 mm focal length lens. With a pump beam separation of 18 mm

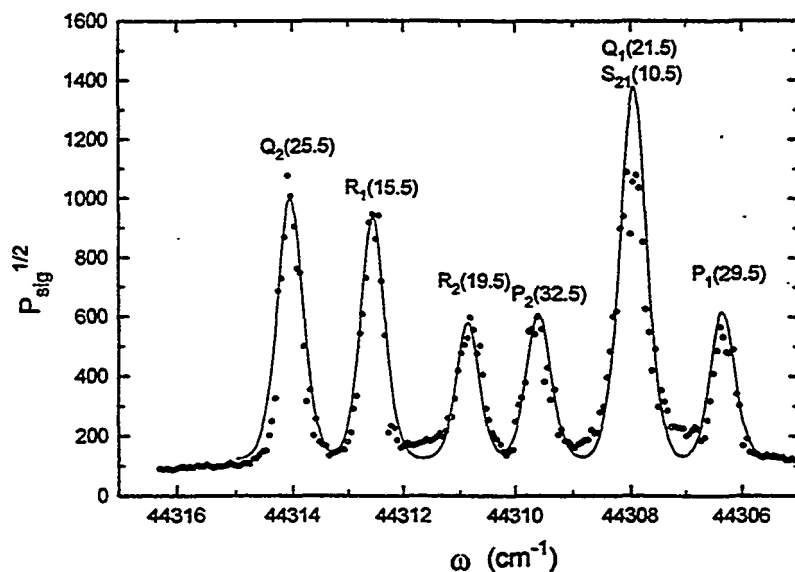


Fig. 3. DFWM spectra of NO in a methane/air flame: (—) synthetic spectrum calculated according to Ref. 5; (...) experimental points.

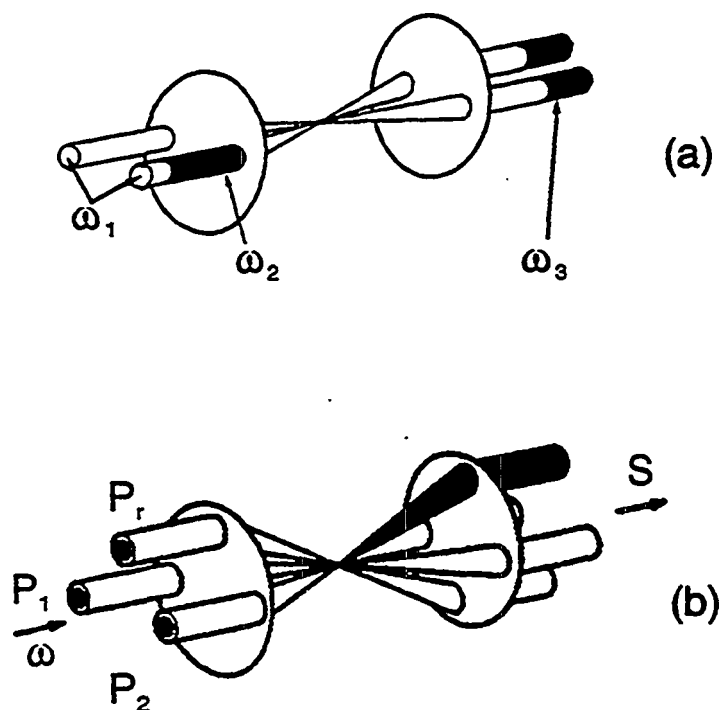


Fig. 4. BOXCARS beam geometry in CARS (a) and DFWM (b). The pump, Stokes and anti-Stokes frequencies are ω_1 , ω_2 and ω_3 respectively. The pumps, probe and DFWM signal beams are P_1 , P_2 , P_r and S respectively.

in DFWM, a longitudinal resolution of 15 mm is achieved. The latter may be further improved by increasing the crossing angle of the pump beams. The DFWM probe volume is about 200 μm in diameter. The angle between the DFWM and the CARS beam axes is 5° (Fig. 1). The superposition of the DFWM and the CARS probe volumes is performed using a pinhole mounted on translation stages.

The DFWM saturation process is controlled by attenuating the laser beams P_1 , P_2 and P_r . Energies at the probe volume for the probe and pump beams are ~ 1.5 and $23 \mu\text{J}$ respectively. The power density of the pump beam is about half the saturation intensity of NO in the present experimental conditions; this threshold was determined in a previous paper.⁵ Detection of the signal is performed by a photomultiplier tube (PMT) and using spatial filtering and dichroic polarizer on the signal path. The optical path is about 7 m-long. The beams are recollimated on a collection lens (Fig. 1). In DFWM, finding a good compromise between sensitivity and spatial resolution is a delicate problem. Blocking the exciting beams just behind the collection lens efficiently reduces the background noise level caused by laser beam scattering in the forward geometry. When pump beam separation is increased, spatial resolution is improved, sometimes leading to a decrease of the signal amplitude, but the noise rejection is also improved and so is signal to noise ratio.

Part of the pump beam is also detected on a reference channel to monitor the laser power. The laser power from shot to shot is recorded by the acquisition routine to process the data in two ways. First, the routine takes into account the dependence of the signal versus the exciting beam intensities already ranging in a saturation domain.⁵ Second, the routine subtracts the noise from the signal level. Because of its polarization state, the stray light diffusion from the pump P_1 is known to be mainly contributing to the noise intensity. Therefore, the background noise level varies linearly with laser power as shown in Fig. 5. This relationship is first calibrated in the useful laser power range ($12\text{--}25 \mu\text{J}/\text{pulse}$). Then, its value is subtracted from single shot NO signals using the laser intensity information provided simultaneously by the reference channel. This procedure improves the sensitivity of the concentration measurement and allows one to probe low NO traces that are formed in the boundaries of the buoyancy induced vortices.

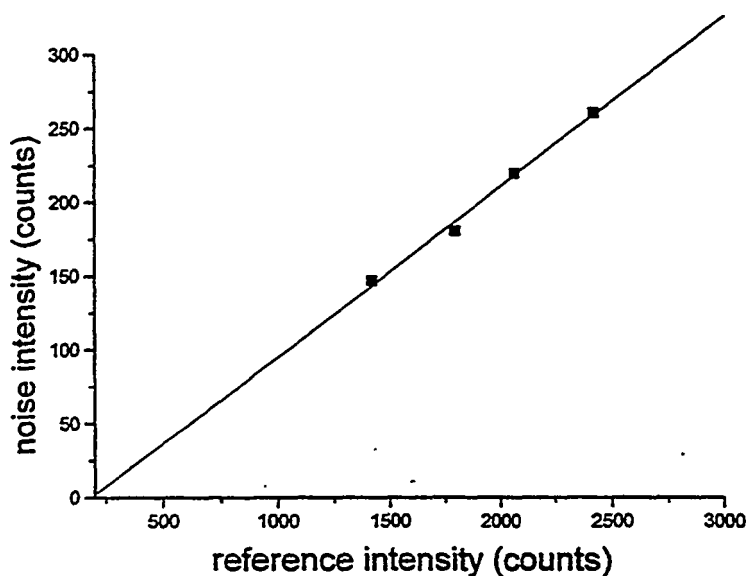


Fig. 5. Noise level recorded on the DFWM signal channel as a function of the reference intensity.

2.2. Burner and flame

A vertically mounted jet diffusion flame was stabilized on a 10 mm diameter contoured nozzle. The fuel was a mixture of hydrogen and nitrogen with a volumetric ratio of 3.5. The fuel jet had a cold gas velocity of 3.35 m/s at the exit of the nozzle. The flame was surrounded by a 150 mm diameter coannular air jet having a velocity of 37.9 cm/s which helped to shield the central jet flame from room-air disturbances.

An instantaneous image of a flame, similar to the one studied, is shown in Fig. 6. The potential core inside the flame surface is quite laminar. The buoyancy induced toroidal vortices formed outside the flame surface^{10,11} and their interaction with the flame surface is the focus of this study. As these outside vortices are convected downstream, they interact with the flame. This vortex-flame interaction causes part of the flame to be pushed inward forming a convex-shaped flame surface. Another part of the flame is pushed outward forming a concave-shaped bulge in the flame surface. The inward motion of the flame causes the flame surface to experience positive stretch and the outward motion of the flame produces negative stretch or compression. According to the predictions of Katta *et al.*,¹⁻⁴ the flame temperature and NO concentration decrease along the flame surface experiencing positive stretch

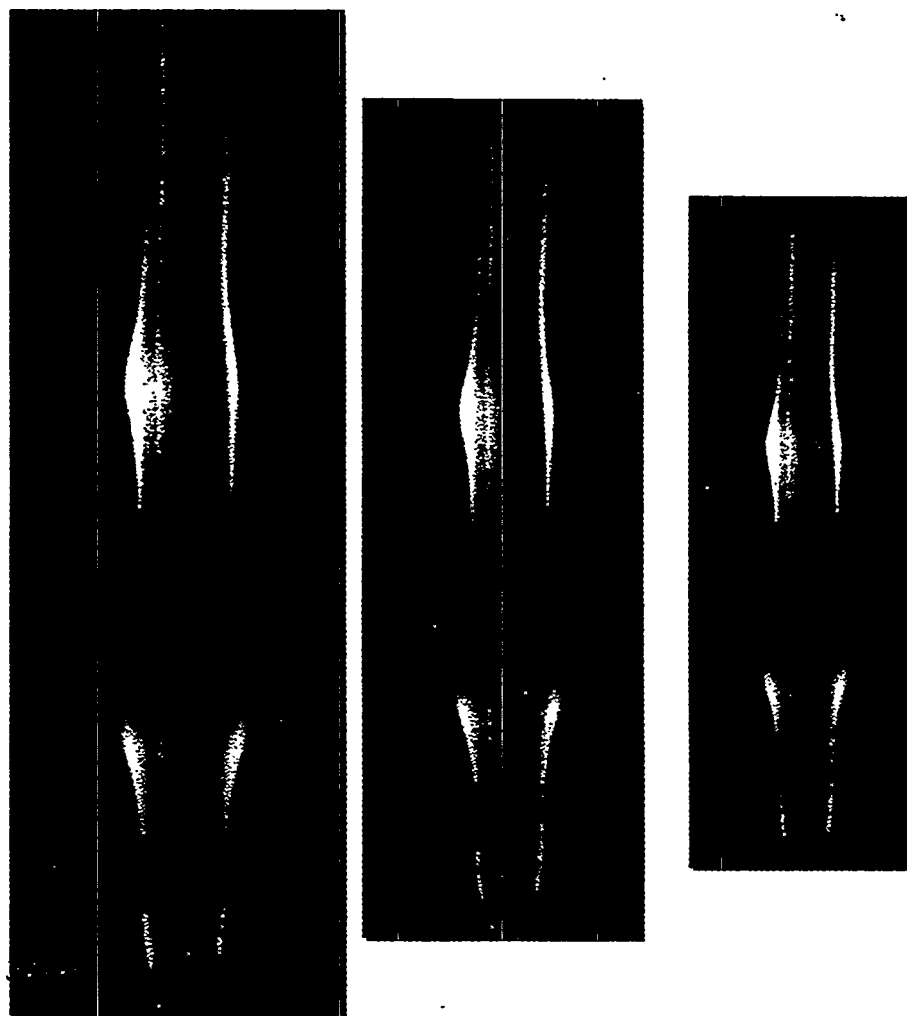


Fig. 6. Reactive-Mie-Scattering image of low-speed dynamic H_2 /air flame.

and increase in the region of the flame experiencing compression. These changes in temperature and NO concentration are the result of local differences in heat and mass diffusion coefficients (non-unity Lewis numbers) and the combination of flame stretch and curvature. This study involves using CARS and DFWM to investigate the changes in temperature and NO concentration that are predicted to occur during the outside vortex interaction with the flame. This interaction occurs at a rate of ~ 15 Hz.

2.3. Synchronization

The crossing frequency of the vortices is monitored by passing a He-Ne laser through the flame and by detecting the beam wandering using a PIN photodiode. The phase angles, on which single shot measurements are performed, are obtained by comparing the delay between the laser pulse and the periodic signal generated by the PIN photodiode using a chronometer (Hewlett Packard, 5345A). The measurement sequence is started by a COMPAQ 486/50 microcomputer which:

- (1) controls the photodiode array scanning,
- (2) the photomultiplier tube and the chronometer, and
- (3) processes the data at 5 Hz (Fig. 1).

The sequence is first recorded in real time over several successive cycles of the buoyant structure. Sequences of 500 shots are recorded at each spatial position. An example of temperature measurement is shown in Fig. 7. The shape of the temperature gradients depends on the flame region which is being probed. The time sequence of Fig. 7 is based on the time scale of a single cycle which has a

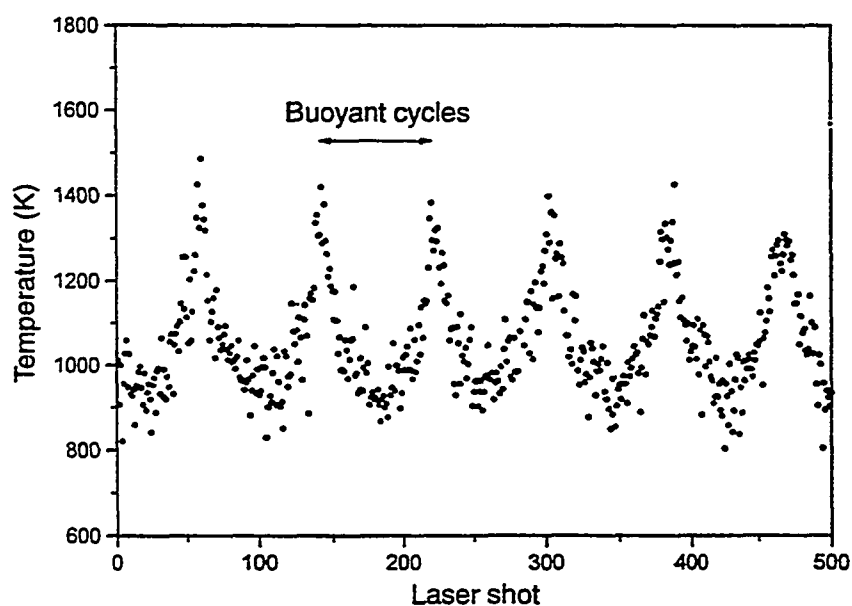


Fig. 7. Temperature measurement recorded in real time on sequence of 500 shots. Five successive cycles of the buoyant structures are sampled with a time resolution of 0.74 ms. This resolution can be varied between 0.5 and 1.3 ms by adjusting the repetition frequency of the laser.

period of 66 ms. This way of sampling the flame event is preferred over the phase-locked measurements³ because the latter are more difficult to implement in our case due to the relative frequencies of the buoyant fluctuations and of the laser pulses. Furthermore, it is easy to adjust the laser repetition rate between 9.6 and 10.4 Hz in order to change the temporal sampling quite accurately. The latter was adjusted to about 1 ms in most of the experiments with a final accuracy of ~ 0.1 ms that results from the small fluctuations of the fuel and air flow rates in the flame.

3. Results and Discussion

Measurements were taken in the low speed H_2 /air flame by translating the burner to the axial (h) and radial (r) positions of interest. Variation in temperature and molar concentration of NO as a function of time across the flame were recorded over the 66 ms period of the vortices. Two-dimensional maps were constructed from the individual signal profiles versus time. Typically, between 5 and 10 single shot measurements were averaged for each temporal and spatial location, i.e., every millisecond and every millimeter on the flame radius. The averages are used in constructing the 2-D maps. The temporal profiles that will be presented later are single shot measurements without any averaging.

The temperature is deduced by fitting experimental CARS spectra of N_2 with a library of theoretical ones.¹² Regions of the flame where the temperature gradients are large were probed by using double sequences of 500 shots. The high temperatures (> 800 K) are first sampled without signal attenuation; low temperatures are subsequently sampled using neutral density filters inserted in the signal path to maintain the signal intensity inside the dynamic range of the CCD array. A perfect coincidence of the two profiles is shown in Fig. 8. The reduction of a set of 500 shots gives a standard deviation of 2.5% on the temperature measurements at 2000 K.

The number density of NO in the ground state is measured at each laser shot by simply subtracting the noise background and then taking the square-root of the NO signal. The dependence of NO concentration on temperature, collision linewidth and saturation parameter is also taken into account. The latter is calculated for each of the temperatures contained in the CARS library. The relative accuracy of the NO concentration is estimated to be about 10% on 30 shots average.

Calibration for NO involves measuring the DFWM signals from a known concentration of NO in a flame with a known temperature. A preliminary calibration was performed using a stoichiometric CH_4 /air flame, but the absolute value of the NO concentration formed in this flame is somewhat uncertain. Because of this uncertainty, the absolute calibration of the DFWM system has an uncertainty of a factor of 2. The calibration will be performed more carefully later in a burner configuration similar to that used in the calibration described in Ref. 3. Simultaneous temperature measurements will be recorded by CARS to extract accurately the heat losses above the porous plug burner. However, for this paper, relative measurements by DFWM are considered good and absolute values have a large uncertainty.

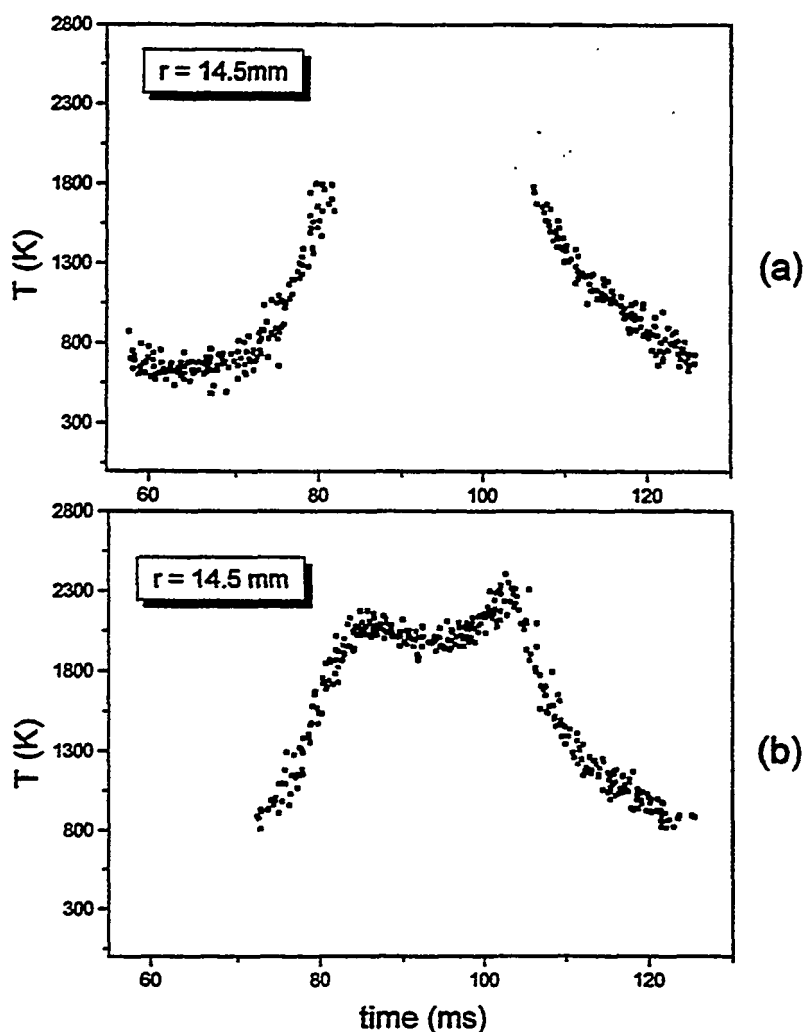


Fig. 8. Temperature profile sampling: (a) high level for $T < 1800$ K; (b) low level signals for $T > 800$ K. The single shot measurements have been reordered on the time scale of a single cycle.

The sensitivity limit has also been evaluated in this flame using the measured signal to noise ratio (S/N) on the Q_1 (21.5) line of NO. S/N is about 280 for the DFWM signal obtained with $20 \mu\text{J}$ on each pump. Assuming a natural NO concentration of 80 ppm in the flame, a detectivity of about 5 ppm is estimated.

In Fig. 9, a set of profiles is presented to illustrate the evolution of the vortex captured during a laser sequence of 500 shots and plotted on the time scale of one period of a vortex. Temperatures (■ ■ ■) are given on the left vertical axis and NO molar fractions (◆ ◆ ◆) are given on the right vertical axis. The coarse mapping is done in 1 mm radial steps at the downstream location of 135 mm. These profiles represent radial locations that are outside (Figs. 9(a)–9(d)), on (Figs. 9(e)–9(g)) and inside the averaged flame surface (Figs. 9(h)–9(m)).

Some interesting observations at these different radial locations are presented below:

- around $r = 26.5$ mm (Figs. 9(a)–9(d)), in the air side region of the vortex, T and NO are increasing from 400 K and about 50 ppm to 2300 K and 250 ppm.

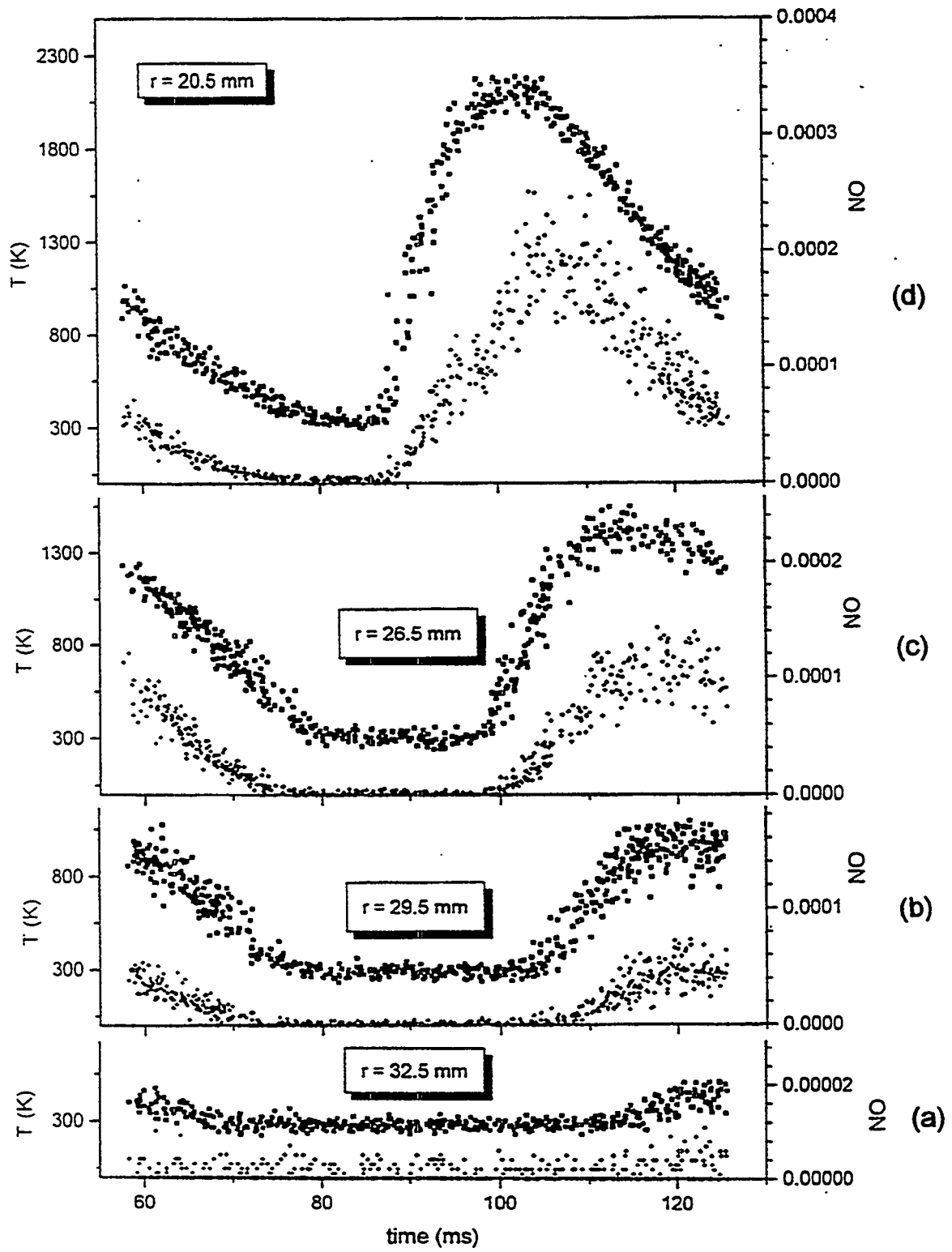


Fig. 9. Time-profiles of temperature (■) and NO mole fraction (◆) at different radial locations (r) and at $h = 135$ mm.

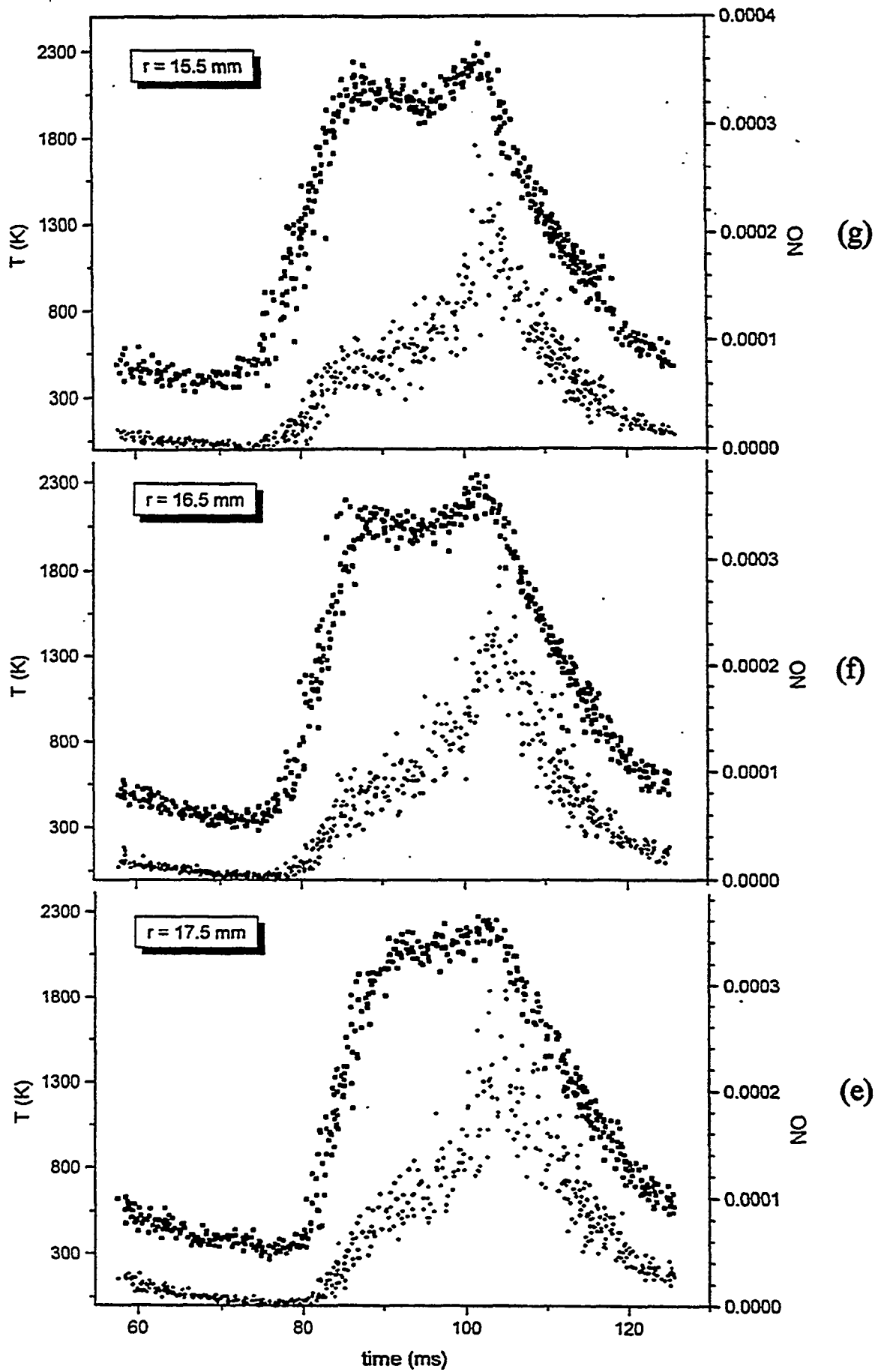


Fig. 9. (Continued)

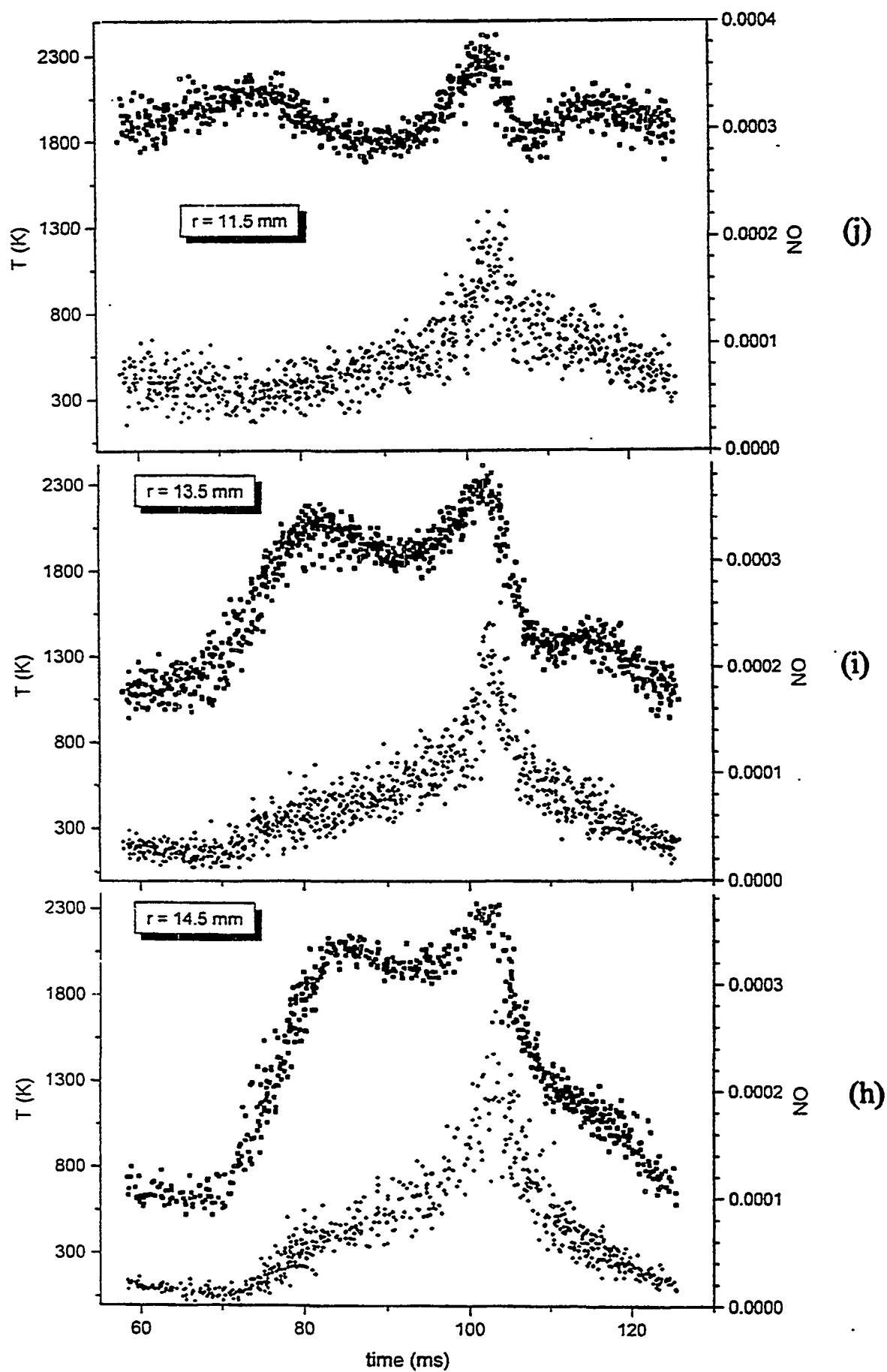


Fig. 9. (Continued)

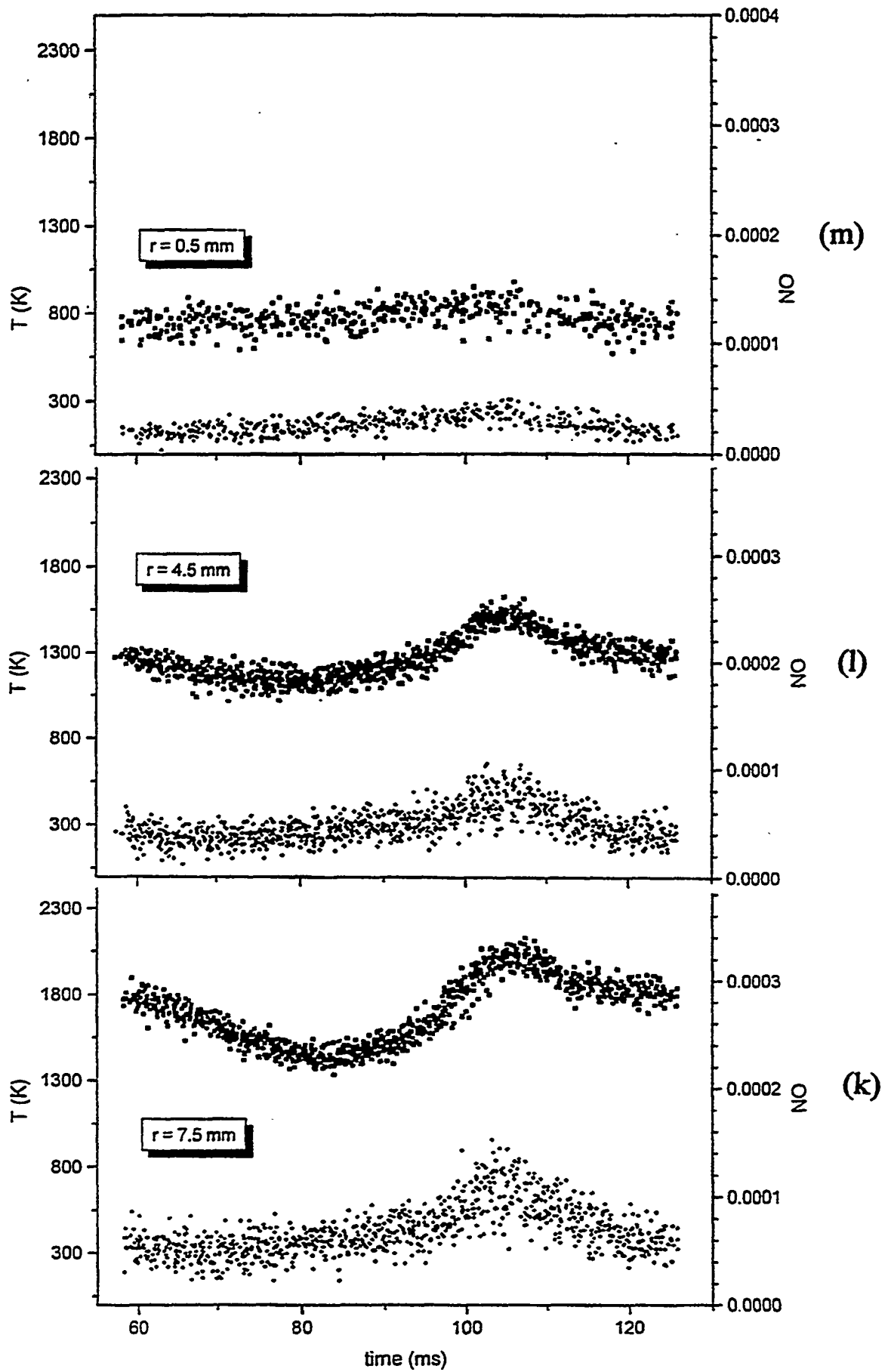


Fig. 9. (Continued)

- around $r = 16.5$ mm (Figs. 9(e)–9(g)), is the location of the flame bulge where the maximum temperature occurs. On this profile, a well reproducible two peaks structure is observed. These peaks represent the stretched and compressed flamelets.^{1–4} The NO concentration is also maximum within the compression region of the bulge and is decreasing in the stretch regions of the flame as expected from Katta *et al.* predictions.^{1,2}
- around $r = 13.5$ mm (Figs. 9(h)–9(j)), the vortex is vanishing toward the flame center.

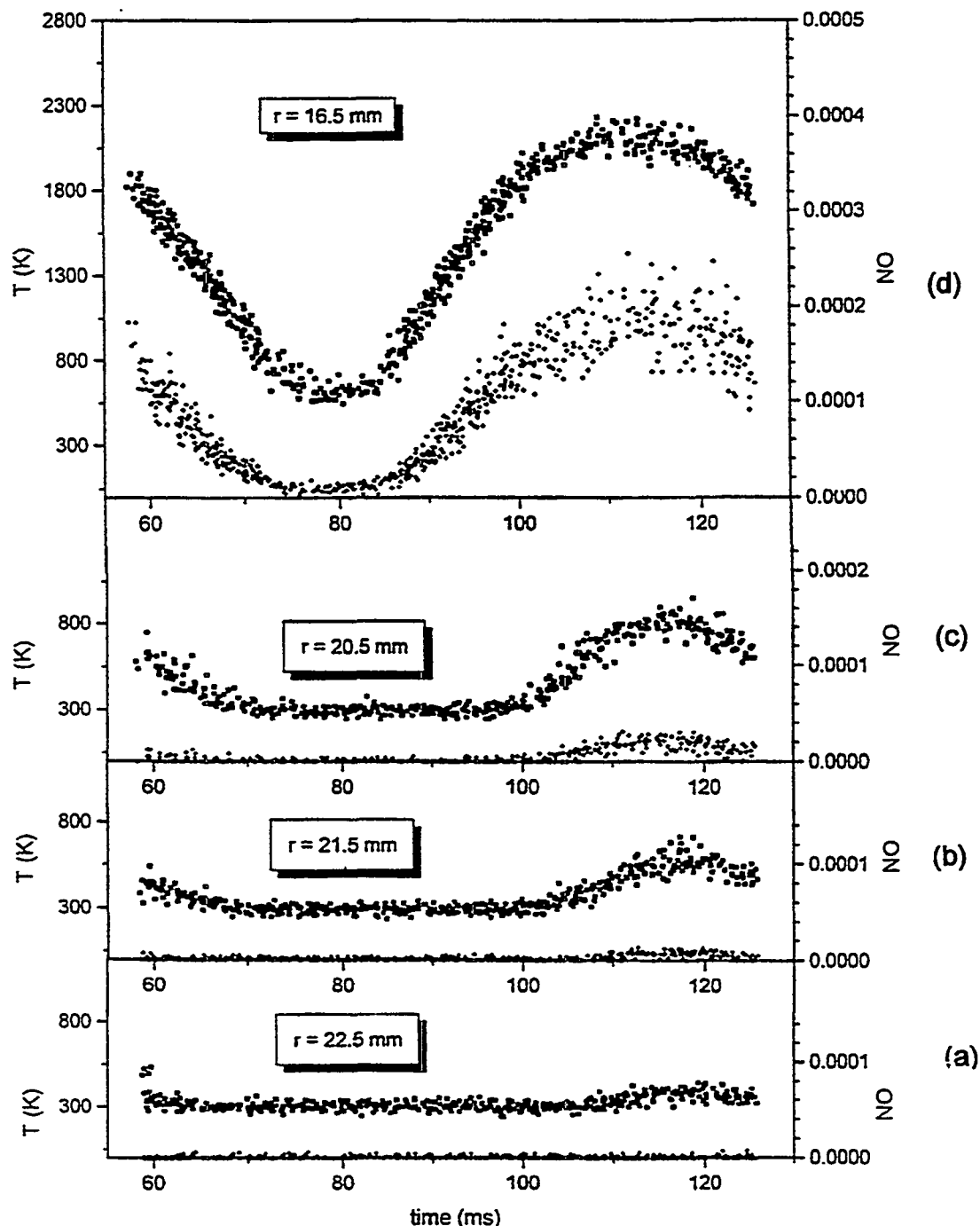


Fig. 10. Time-profiles of temperature (■■■■) and NO mole fraction (◆◆◆) at different radial locations (r) and at $h = 50$ mm.

- around $r = 4.5$ mm (Figs. 9(k)–9(m)), near the center of the fuel jet, the temperature is flat (~ 800 K) and NO concentration is about 40 ppm. Once the NO is produced, it is transported as a stable product, and a rather large concentration of NO is still observed in the fuel rich region of the flame.

The same type of time evolution is shown in Fig. 10 at the upstream location of 50 mm where the buoyancy induced outside vortex structures are just starting to develop (Fig. 6).

A direct numerical simulation described in Refs. 1, 2, 4 was used to predict the time and spatial evolution of the temperature and NO concentration fields. The variations in temperature and NO concentration are plotted at three radial locations ($r = 26.5$ mm, 16.5 mm and 6.5 mm) at a height of 135 mm. A comparison between the predicted and measured temperatures and NO concentrations is shown in Fig. 11. Experimental data (symbols) and the computed values (solid line) have been rescaled on the time period of 150 ms. In this plot, the molar concentration of NO in the experimental and computed flames are compared using relative units (relative to the theoretical concentration). Both calculation and experiments show that away from the average flame surface the NO density closely follows the temperature variations. However, at the location near the average flame surface (Fig. 11(b)), the NO concentration is much higher in the compressed region than that in the stretched region although the temperature of the two peaks is changed only by 100 K. On this particular plot, the 77 and 92 ms times characterize the stretched and compressed flamelets, respectively. The agreement between the measured and computed data at all three radial locations for both temperature and NO concentration is very good. This comparison supports the predictions that temperature and NO concentration indeed increase when the flame is compressed; with the latter being affected more significantly.

The slight discrepancy in the shapes of the NO profiles is due, in part, to the long probe length (15 mm) used in DFWM. As mentioned above, we plan to improve the spatial resolution by increasing the pump crossing angle. Optimum compromise between sensitivity and resolution is always difficult to determine using coherent techniques. However, we expect the above DFWM resolution to improve to 7 mm, which is twice the CARS resolution. New experiments are being undertaken in our laboratory to achieve this resolution and continue the investigations of the vortex-flame interaction. The expected effect of spatial resolution is shown in Fig. 12. The results of the direct numerical simulation were analyzed to determine the effects on NO concentration for an infinitely small resolution (solid line) and a 12.5 mm resolution (dotted line). Obviously, a less pronounced effect is observed at $r = 6.5$ mm (a) and 16.5 mm (b) whereas at $r = 26.5$ mm (c), the NO peak concentration is changed significantly.

Finally, experimental and theoretical maps of the temperature and NO concentration were constructed at $h = 135$ mm versus time and radial location. The resulting colored plots are displayed in Fig. 13 (experiment) and 14 (theory). The

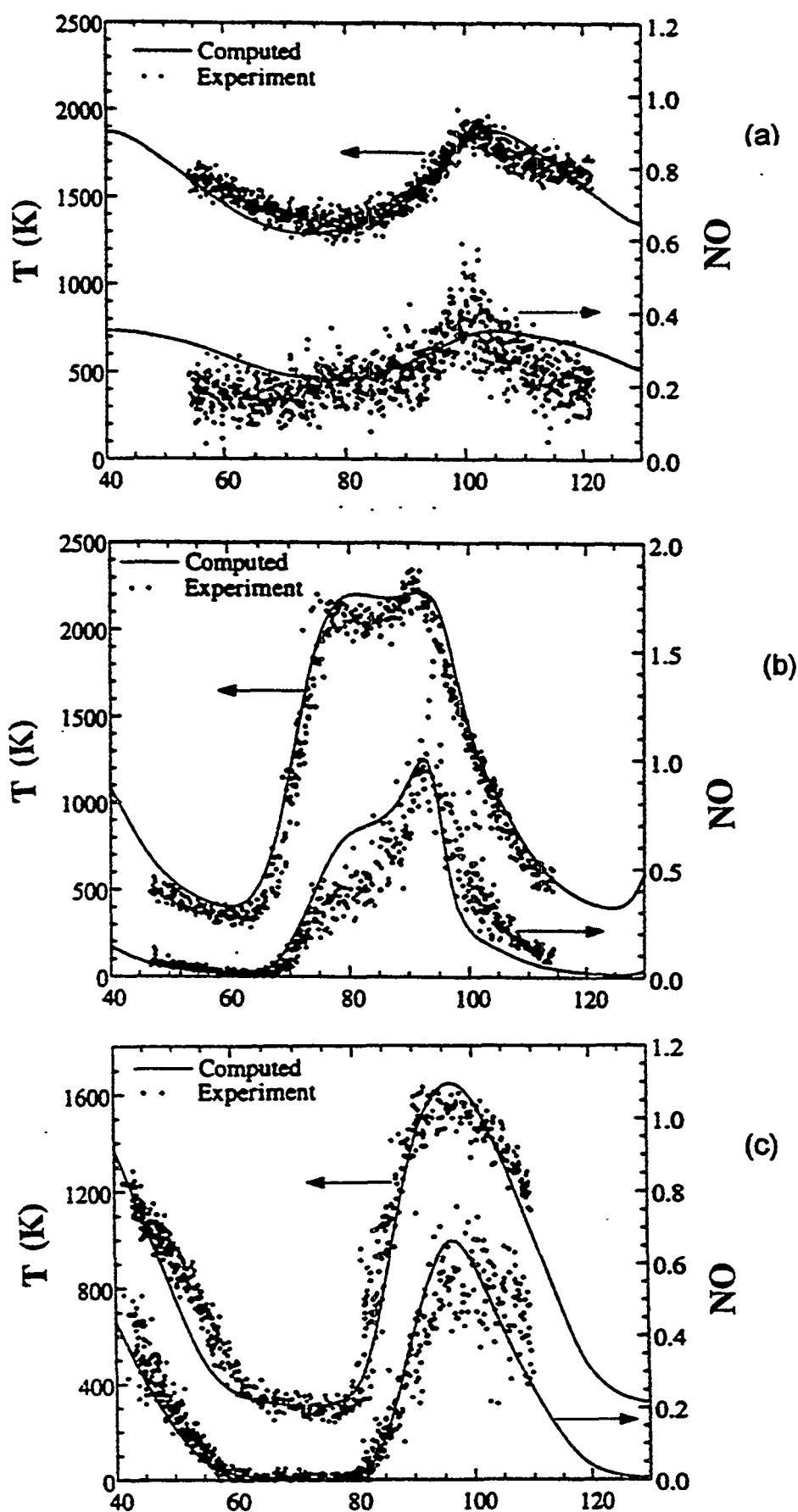


Fig. 11. Predicted and measured temperature and NO concentration variations obtained at axial distance of 135 mm and at radial locations of (a) 6.5 mm, (b) 16.5 mm and (c) 26.5 mm.

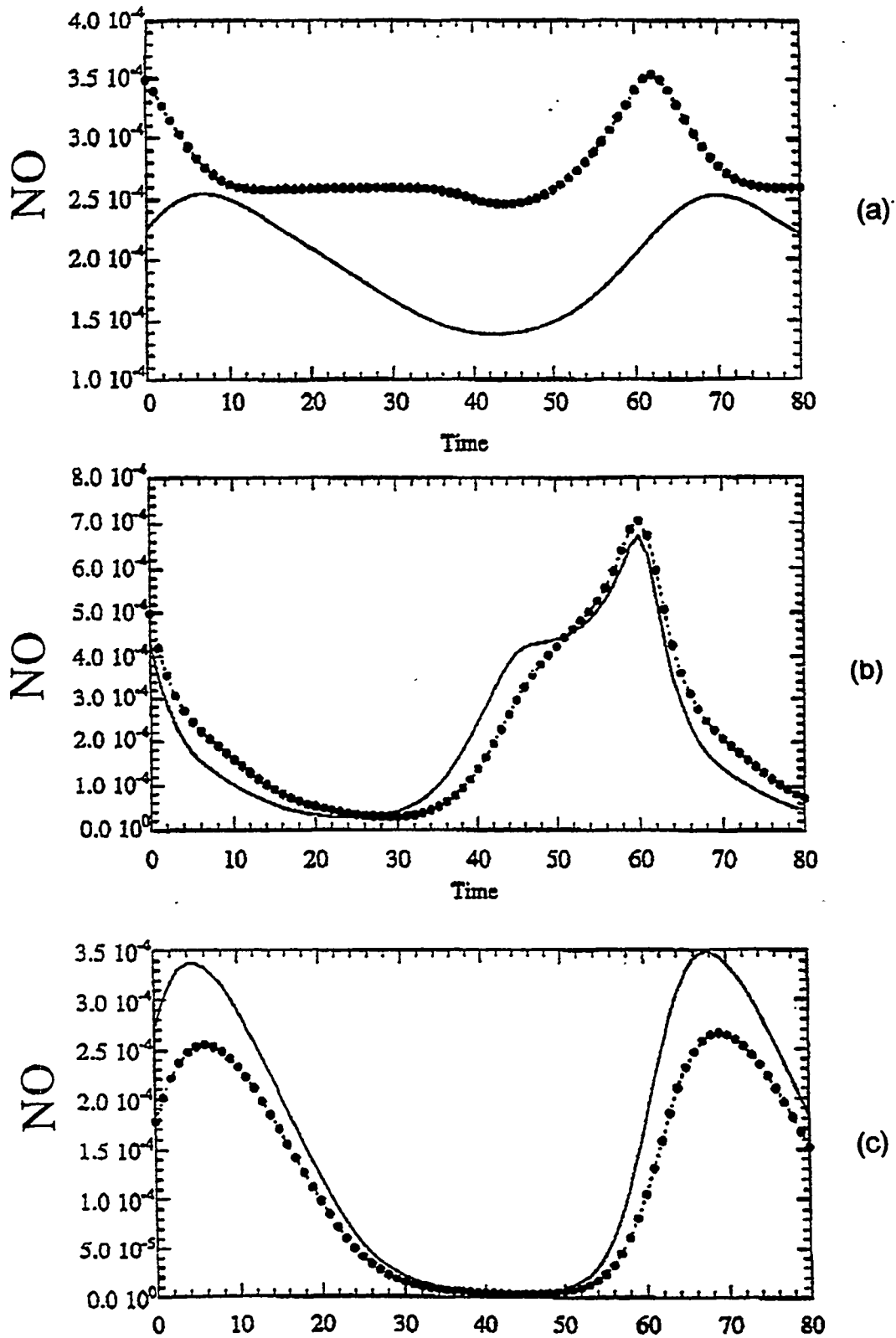


Fig. 12. Calculated profiles assuming an infinitely small resolution and a 12.5 mm resolution.

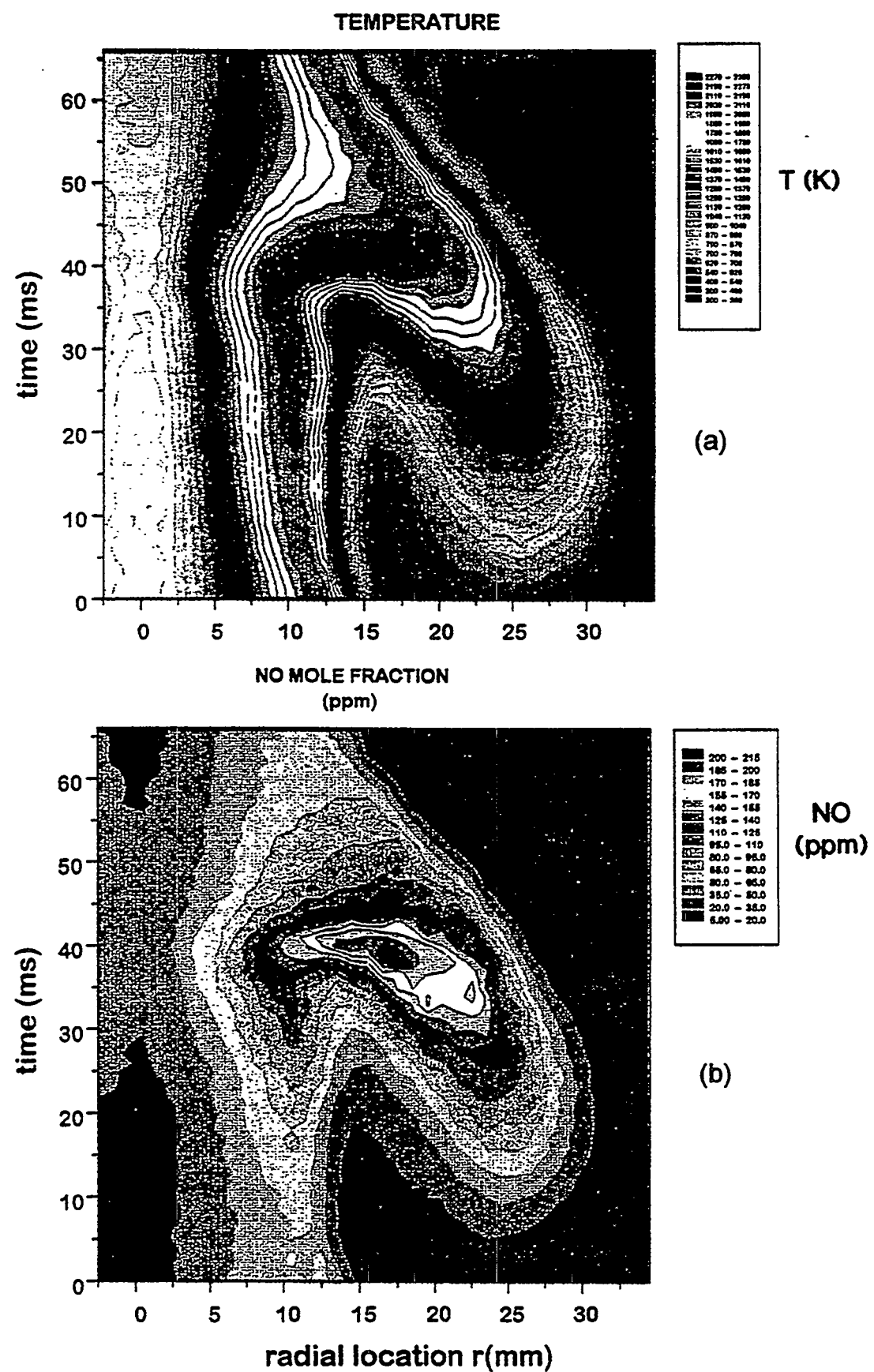


Fig. 13. 2-D map of temperature and NO concentration at $h = 135$ mm as a function of time and radial location (r).

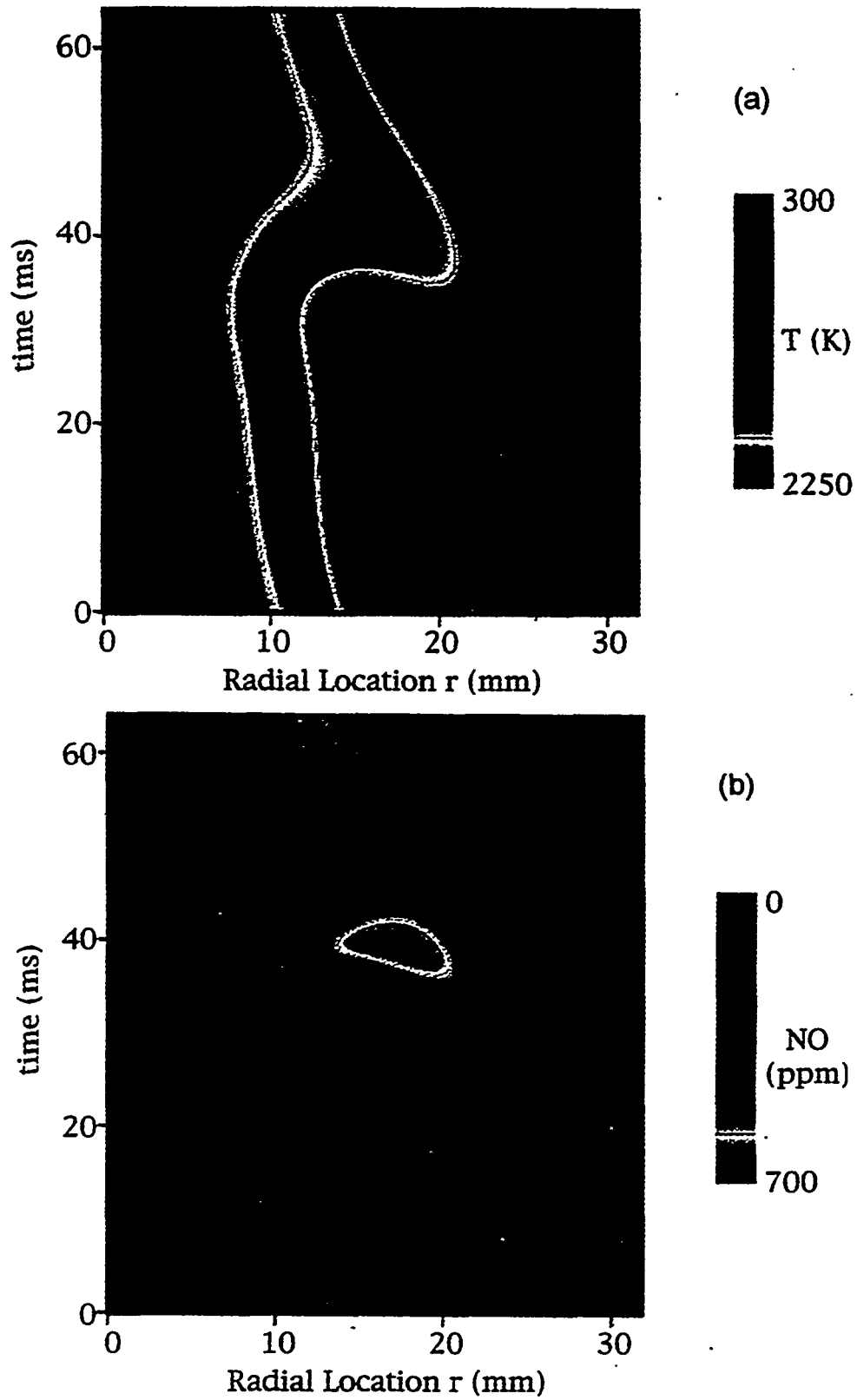


Fig. 14. 2-D map calculated by Katta *et al.*^{1,2,4} at $h = 135$ mm.

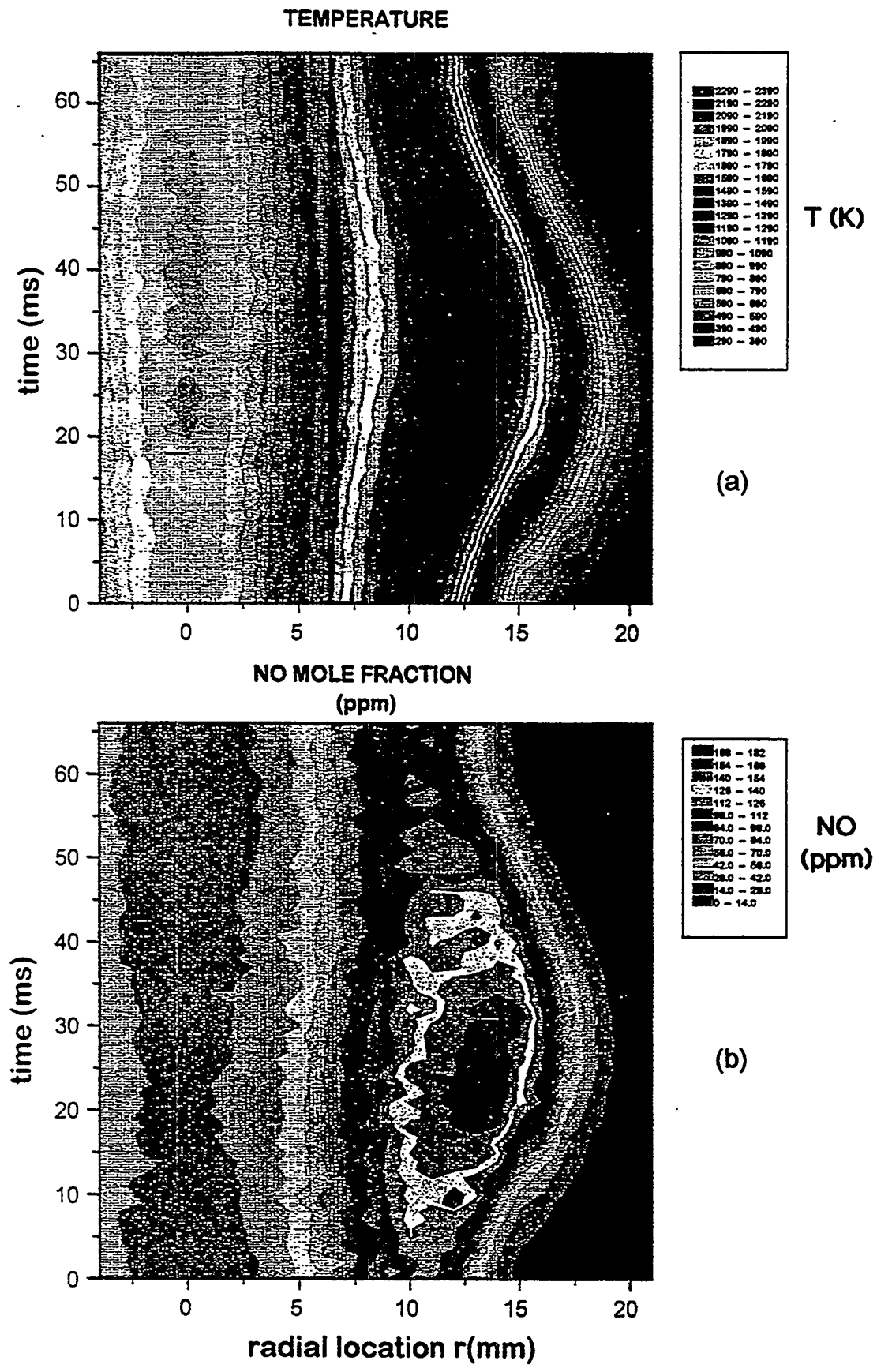


Fig. 15. 2-D map of temperature and NO concentration measured at $h = 50$ mm.

mapping at $h = 50$ mm is shown in Fig. 15. Only a 10 sample average was taken on the experimental single shot data (no smoothing or any kind of treatment was done). The agreement between experiment and theory is considered excellent. It is noted that islands of high temperature and NO concentration contours develop in the compressed regions of the flame bulge. These islands, shown in Figs. 13(a) and 14(a), are responsible for the two peaks observed in the time plots in Figs. 9(f)–9(g) and Fig. 11(b).

4. Conclusion

An experimental study was conducted in low speed H_2/N_2 /air diffusion flame to verify theoretical predictions that temperature and NO concentration change dramatically during vortex-flame interaction.

The influence of the vortex-flame interaction is examined by comparing instantaneous temperatures and NO concentrations obtained by CARS and DFWM, respectively. It was found that temperature and NO concentration increase in the compressed region of the flame as predicted. Also, 2-D maps of predicted and measured temperature and NO concentration at a height of 135 mm are compared. Excellent agreement was found between the predicted and measured data.

This study also demonstrated for the first time that joint CARS/DFWM measurements are possible in a dynamic flame. In future studies, the capability of these techniques will be expanded to include measurements of other species (O_2 , O, NO_2).

Acknowledgements

This work was supported in part by Direction des recherches, études et techniques. The authors would like to thank M. Péalat for fruitful discussions and P. Kuentzmann for his constant help.

References

1. V. R. Katta, L. P. Goss and W. M. Roquemore, *Comb. and Flame* **96**, 60 (1994).
2. V. R. Katta, L. P. Goss and W. M. Roquemore, *Comb. and Flame* **100**, 61 (1995).
3. C. D. Carter, L. P. Goss, K. Y. Hsu, V. R. Katta and D. D. Trump, *Proceeding of the Combined Central States/Western States/Mexican National Sections Meeting of the Combustion Institute*, San Antonio (Apr. 1995), Paper N° 95 S 080.
4. V. R. Katta, F. Grisch, B. Attal-Trétout, P. Bouchardy and W. M. Roquemore, *Proceeding of the Combined Central States/Western States/Mexican National Sections Meeting of the Combustion Institute*, San Antonio (Apr. 1995), Paper N° 95 S 033.
5. G. N. Robertson, K. Kohse-Höinghaus, S. Le Boiteux, F. Aguerre and B. Attal-Trétout, *JQSRT* **55**, 71 (1996).
6. S. Druet and J. P. Taran, *Prog. Quant. Electronics* **7**, 1 (1981).
7. Y. Prior, *Appl. Opt.* **19**, 1741 (1980).
8. H. Bervas, B. Attal-Trétout, L. Labrunie and S. Le Boiteux, *Il Nuovo Cimento* **D14**, 1043 (1992).
9. H. Bervas, S. Le Boiteux, L. Labrunie and B. Attal-Trétout, *Molecular Physics* **79**, 911 (1993).

10. L. D. Chen, J. P. Seaba, W. M. Roquemore and L. P. Goss, *Twenty-Second Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh* (1988), p. 677.
11. V. R. Katta, L. P. Goss and W. M. Roquemore, *AIAA J.* **32**, 84 (1994).
12. M. Péalat, P. Magre, P. Bouchardy and G. Collin, *J. Applied Optics* **30**, 1263 (1991).

Application de la Fluorescence Induite de l'Iode par Laser aux Mesures de Température, Pression, et Vitesse

B. Leporcq, X. Lefebvre

Office National d'Etudes et de Recherches Aéronautiques,
Institut de Mécanique des Fluides de Lille
5, Boulevard Paul Painlevé, F-59045 Lille-Cedex, France

1. SOMMAIRE

La fluorescence induite de l'iode par laser notée F.I.I.L., est une méthode optique non intrusive qui permet non seulement de visualiser un écoulement, mais aussi d'accéder aux grandeurs locales et instantanées telles que la pression, la température et la vitesse. Après validation dans une cellule statique où les paramètres P et T sont facilement mesurables, des mesures des trois paramètres ont été réalisées sur un jet supersonique et dans une boucle aéronautique en utilisant un laser multimode gaussien et un laser à colorant monomode accordable.

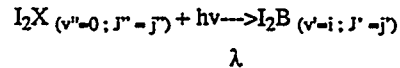
2. INTRODUCTION

Le développement de la fluorescence de l'iode par laser a débuté dans le cadre de la qualification des zones de mélange des lasers chimiques [1, 2, 3]. Le champ d'application de cette technique s'étend de la simple visualisation par tomoscopie, permettant par exemple d'étudier le mélange de jets [4 à 6] aux véritables moyens d'investigation métrologiques [7, 8]. La fluorescence de l'iode induite par laser permet en effet d'effectuer des mesures locales et non intrusives de concentration [9], de vitesse [10, 11], de température [12, 13] et de pression [14 à 17]. Ensemencé de façon homogène avec des molécules d'iode dont la concentration est de quelques parties par million, l'écoulement est éclairé par un rayonnement laser absorbé par l'iode, le rayonnement fluorescent émis dépend des grandeurs caractéristiques locales de l'écoulement. L'ensemencement par un traceur gazeux permet un suivi parfait de l'écoulement, même dans les zones de forts gradients de pression. Le volume de mesure peut être réduit à 10^{-3} mm³. Le découplage entre les réflexions parasites du rayonnement excitateur et la fluorescence est réalisé facilement au moyen d'un filtre en verre coloré. Des mesures sont possibles jusqu'à une distance d'environ 100 µm d'une paroi.

3. PRINCIPE DE LA METHODE

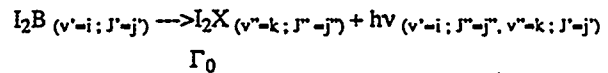
D'une manière générale, le phénomène de fluorescence correspond à la désactivation d'un état excité d'un atome, ou d'une molécule, par émission lumineuse spontanée. L'état excité peut être atteint par absorption d'un rayonnement laser dont la longueur d'onde est accordée sur l'une des raies d'absorption de l'espèce fluorescente. Dans le cas de l'iode la fluorescence se produit dans une bande de fréquence comprise entre 520 nm et 1000 nm, le maximum de fluorescence se situant dans la partie jaune du spectre électromagnétique.

La réaction de pompage de l'iode correspondant à l'absorption des photons, s'écrit pour un rayonnement à la longueur d'onde λ :



où v' représente le niveau vibrationnel et J' le niveau rotationnel de l'état excité I_2B , I_2X le niveau fondamental, v'' un de ses niveaux vibrationnels et J'' un de ses niveaux rotationnels (figure 1).

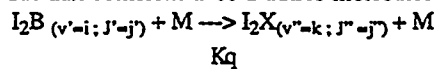
L'émission lumineuse due à la fluorescence correspond à la réaction :



avec Γ_0 , probabilité d'émission spontanée.

La désactivation sur un niveau vibrationnel v' de l'état X s'effectue suivant une probabilité donnée par le facteur de Franck-Condon.

L'émission fluorescente est limitée par la désactivation non radiative due aux collisions avec d'autres molécules :



où M est une molécule de l'écoulement et Kq la constante de désactivation dépendant de la température [14]. La compétition entre l'émission fluorescente des molécules d'iode et leur désactivation collisionnelle, permet de rendre compte de l'évolution de la pression statique dans un écoulement. La détermination de la température s'appuie sur l'évolution de la fraction de Boltzmann en fonction de la température.

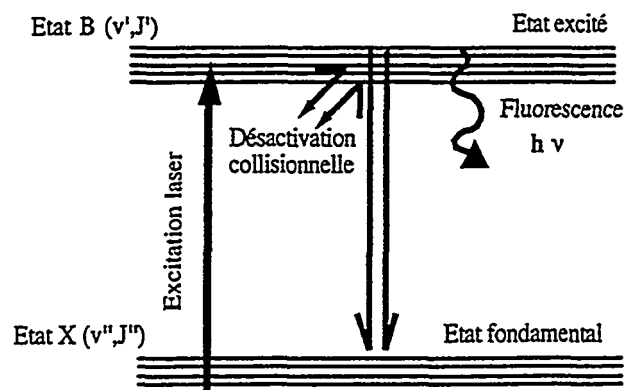


Figure 1 : Mécanismes d'absorption et d'émission

La résolution des équations gouvernant la cinétique de l'absorption du rayonnement laser par un niveau d'absorption de l'iode, ainsi que la désactivation de l'état

excité conduit à la détermination de la concentration en iode dans l'état excité [18 à 22]. Le signal de fluorescence est directement proportionnel à la concentration en iode excitée $[I_2B]$ qui dépend de la pression et de la température.

Le rayonnement laser absorbé dépend de la nature de celui-ci, en particulier de sa fréquence, mais aussi de son caractère monomode.

L'iode est un traceur moléculaire intéressant, sa pression de vapeur saturante est de l'ordre de quelques Pascals à la température ambiante [23], ce qui permet un ensemencement de l'écoulement principal suffisant pour assurer la présence de quelques parties par million. Le spectre d'absorption de l'iode dans la partie visible du spectre électromagnétique est riche de plusieurs milliers de raies dont chacune a été parfaitement caractérisée par Luc et Gerstenkorn [24, 25]. Chaque raie présente une sensibilité à la pression et à la température plus ou moins significative.

3.1 Cas d'un rayonnement laser multimode

Le moyen le plus simple de réaliser des mesures par fluorescence de l'iode induite par laser est d'utiliser le rayonnement vert à $\lambda=514,5$ nm multimode à large bande spectrale du laser à argon ionisé puisque l'émission coïncide fortuitement avec la double raie d'absorption P13-R15 (43-0). La largeur de raie d'un laser à argon ionisé multimode gaussien s'étend sur une bande d'environ 10 GHz ($0,33$ cm⁻¹), elle couvre un domaine spectral d'environ $0,165$ cm⁻¹ de part et d'autre du centre de la raie laser [26]. La raie d'émission laser à $\lambda=514,5$ nm est décalée de 2 GHz du centre de la double raie d'absorption P13-R15 (43-0) du spectre d'absorption de l'iode. Il peut donc y avoir transfert résonnant d'énergie.

Le rayonnement laser exciteur à large bande spectrale à caractère multimode est susceptible d'être absorbé par des raies adjacentes à la raie P13-R15 situées dans le domaine spectral défini par la largeur de la raie laser. Le signal total de fluorescence est égal à la somme des contributions pondérées par leur facteur de force de raie, apportées par chaque raie compte tenu de sa position spectrale $\Delta\nu_i$. Le facteur de la force de raie est égal au produit de l'intensité et du facteur de Franck-Condon. Chaque raie étant indicée i , le signal de fluorescence total s'exprime par la relation :

$$S_f = C_{\text{opt}} V_c B_{12} \frac{A_{21}}{A_{21} + Q} X_{I_2} \frac{P}{kT} \sum_i f_{ji}(T, J'') \text{FFC}_i P_{\text{eff}}(P, T, \Delta\nu_i)$$

avec :

A_{21} , coefficient d'émission spontanée

B_{12} , coefficient Einstein d'absorption

C_{opt} , constante liée à la chaîne optique

FFC_i , facteur de Franck-Condon caractérisant la raie i

$f_{ji}(T, J'')$, fraction de Boltzmann de la raie d'absorption i à la température T

k , constante de Boltzmann

P , pression

P_{eff} , densité spectrale du rayonnement incident

Q , taux de désactivation collisionnelle

S_f , signal de fluorescence

T , température

V_c , volume de collection

X_{I_2} , fraction molaire d'iode.

$\Delta\nu_i$, décalage spectral

Le signal de fluorescence théorique est calculé à l'aide des 35 raies d'absorption contenues dans une bande spectrale de 2 cm⁻¹ correspondant à la zone spectrale soumise à l'élargissement collisionnel dont la manifestation est significative pour des pressions élevées. Cet élargissement collisionnel diminue également l'intensité de fluorescence. Il a été montré que le signal de fluorescence induit par un rayonnement laser multimode gaussien est très dépendant de la température avec la fraction de Boltzmann $f_i(T)$ et de la pression à travers le terme de désactivation collisionnelle Q .

3.2 Cas d'un rayonnement laser monomode

Lorsque le signal de fluorescence est le résultat de l'absorption par l'iode d'un rayonnement issu d'un laser monomode de largeur de raie faible (500kHz) exactement accordé à une raie d'absorption de l'iode, l'expression de celui-ci est considérablement simplifiée puisqu'inversement proportionnel à la pression :

$$S_f = C_{\text{opt}} V_c B_{12} A_{21} P_{\text{laser}} f_i(T, J'') X_{I_2} \frac{1}{P}$$

avec : P_{laser} , puissance laser.

L'analyse de l'expression du signal de fluorescence montre une double dépendance aux paramètres de pression et température. L'exploitation de cette propriété conduit à la possibilité de mesure simultanée de ces deux grandeurs de l'écoulement par découplage paramétré.

4. APPLICATION AUX MESURES DE PRESSION

Le signal de fluorescence est le résultat de la compétition entre la fluorescence et la désactivation collisionnelle. L'exploitation de ce signal permet donc d'effectuer des mesures locales de pression.

4.1 Mesure de la pression avec un rayonnement laser multimode

Pour déterminer la pression à partir du signal de fluorescence mesuré expérimentalement, une connaissance de la température locale est nécessaire. Celle-ci peut être déterminée soit par une mesure expérimentale supplémentaire, soit en effectuant une hypothèse sur l'évolution de la température [27], soit par fluorescence induite par laser en s'appuyant sur la méthode décrite au chapitre 5.

Dans le cas particulier d'un écoulement supposé isentropique, le signal de fluorescence pourra s'exprimer sous la forme d'une fonction de la pression uniquement :

$$S_f = K.f(P, T) = K.f(P, C_{te} P^{\left(\frac{\gamma-1}{\gamma}\right)})$$

Une approximation polynomiale de l'expression du signal de fluorescence a été déterminée en fonction de la pression et pour une température $T = (C_{te} P^{(\gamma-1)/\gamma})$, sur un domaine de pression encadrant celui de l'écoulement. Cette approximation a été effectuée à l'aide d'un polynôme de Tchebychev :

$$S_f = K' g(P)$$

La constante de proportionnalité K' est déterminée à l'aide d'une mesure à un point de référence où la pression est supposée connue :

$$S_{f \text{ ref}} = K' g(P_{\text{ref}}, T_{\text{ref}})$$

L'équation $S_f = K' g(P)$ est ensuite résolue par une méthode itérative utilisant des dichotomies.

4.2 Mesure de la pression avec un rayonnement laser monomode

Pour effectuer des mesures de pression dans des écoulements où il n'existe pas de relation connue a priori entre la pression et la température, il est nécessaire de parvenir à découpler l'influence de ces grandeurs. Pour minimiser la dépendance en température du terme $f_1(T, J'')$ dans l'expression du signal de fluorescence afin d'en extraire uniquement la pression, il est nécessaire d'étudier l'évolution de la fraction de Boltzmann $f_1(T, J'')$ en fonction de la température et du nombre rotationnel fondamental J'' . La fraction de la population des molécules d'iode du niveau (v, J) , est décrite par le produit de la fraction vibrationnelle f_v des molécules dans l'état vibrationnel v et de la fraction rotationnelle f_r dans l'état rotationnel J'' [20] :

$$f_1(T, J'') = FGH(J'') \cdot (2J'' + 1) \left(\frac{\theta_r}{T} \right) e^{-\left(\frac{\theta_r}{T} \right)} \cdot \left(\frac{\theta_v}{T} \right) e^{-\left(\frac{\theta_v}{T} \right)} \cdot \left(1 - e^{-\left(\frac{\theta_v}{T} \right)} \right)$$

avec :

J'' , niveau quantique rotationnel de la raie d'absorption
 v , niveau quantique vibrationnel de la raie d'absorption
 $FGH(J'')$, constante caractérisant la structure hyperfine de la raie d'absorption

θ_r , température rotationnelle de la molécule d'iode

θ_v , température vibrationnelle de la molécule d'iode.

La possibilité de rendre minimale la dépendance en température de la fraction de Boltzmann repose sur le choix d'un état rotationnel dont la population est peu sensible à une variation de température dans le domaine de température de l'expérimentation (figure 2). Ceci est possible en analysant la dérivée partielle de la fraction rotationnelle en fonction de la température. Le niveau rotationnel optimal noté J_{opt} est :

$$J_{opt} = 0,83 \sqrt{\frac{T}{B_r(\text{cm}^{-1})}}$$

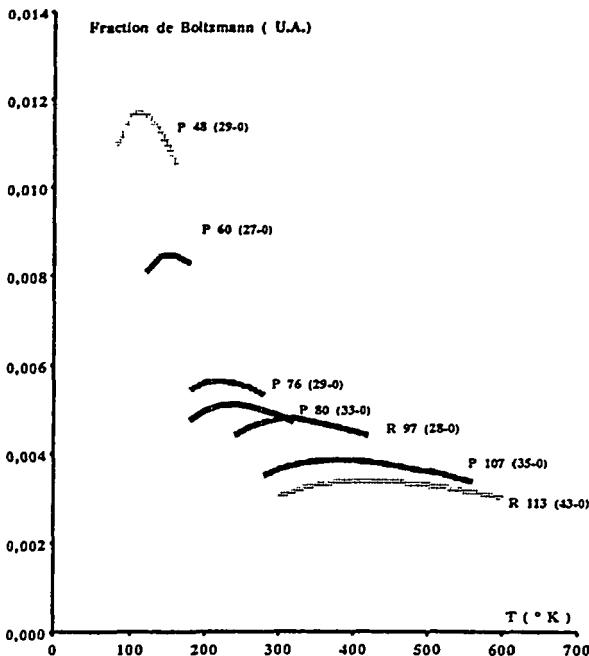


Figure 2 : Evolution de la fraction de Boltzmann en fonction de la température pour différentes raies d'absorption

Le choix du niveau rotationnel optimal est très important pour plusieurs raisons [28, 29] :

- pour minimiser l'effet de la température sur la fraction de Boltzmann ;
- pour avoir une population dans l'état absorbant la plus forte possible et un facteur de Franck Condon [25] le plus élevé possible, le signal de fluorescence étant directement proportionnel à ces grandeurs ;
- pour sélectionner une raie d'absorption la plus isolée possible des raies d'absorption voisines pour minimiser leurs contributions sur le comportement global du signal de fluorescence mesuré. En figure 2 les différentes raies d'absorption présentent un plateau dans l'évolution de la fraction de Boltzmann pour un domaine de température donné. L'utilisation d'un laser à colorant accordable s'impose.

La mesure de la pression est ensuite déduite du signal de fluorescence obtenu par excitation d'une raie d'absorption de l'iode présentant le niveau rotationnel J'' optimal dans la gamme de température donné.

Ainsi le signal de fluorescence est exprimé comme un terme inversement proportionnel à la pression pour la raie d'absorption principale, et des termes supplémentaires décrivant la contribution des raies d'absorption voisines à cette raie principale :

$$S_F = \sum_i^{Nb \text{ raies}} S_{F_i} = K f_1(T) \frac{1}{P} + \sum_i^{Nb \text{ raies Adjacentes}} S_{F_j}$$

La contribution des raies d'absorption voisines est connue. Le signal de fluorescence expérimental est ensuite comparé à la valeur du signal de fluorescence calculé [30 à 33]. Deux techniques sont alors utilisées, d'une part celle utilisant une mesure de référence suivie d'une résolution itérative, d'autre part celle s'appuyant sur l'évolution complète du signal de fluorescence par corrélation avec un signal théorique à pression et température connues issu d'une bibliothèque. Cette seconde technique présente l'avantage de déterminer également la température; cette technique est détaillée au paragraphe 5.2..

5. APPLICATION AUX MESURES DE TEMPÉRATURE

Il a été montré que la fraction de Boltzmann joue un rôle déterminant dans la mesure de la température par fluorescence induite de l'iode par laser.

5.1 Mesure de la température avec un rayonnement laser multimode

Pour des pressions supérieures à 20000 Pa, à la température ambiante le taux de désactivation collisionnelle Q étant très supérieur au taux d'émission spontanée A_{21} , le terme $A_{21}/(A_{21}+Q)$ caractérisant l'efficacité de la fluorescence se réduit à A_{21}/Q [34]. L'expression du taux de désactivation collisionnelle dépend de la température et de la pression et d'une constante caractérisant le mélange air-iode présent dans l'écoulement [35]:

$$Q = C_{q(\text{air-iode})} \frac{P}{\sqrt{T}}$$

A partir des approximations justifiées telle que la faible influence en température du terme P_{eff} dans le cas de la double raie P13-R15 et des expressions du taux de désactivation

collisionnelle et de la fraction de Boltzmann, l'expression du signal de fluorescence normalisé par la puissance laser mesurée localement se résume à une expression à une seule variable, la température :

$$S_f = \frac{C'}{T^2} e^{-\left(J(J+1)\frac{\Theta_r}{T}\right)} \left(1 - e^{-\left(\frac{\Theta_v}{T}\right)}\right)$$

avec Θ_v , la température caractéristique vibrationnelle ($\Theta_v=308,62K$) et Θ_r , la température caractéristique rotationnelle ($\Theta_r=0,0538K$). C' , est une constante incluant les constantes physicochimiques de la molécule, la fraction d'ensemencement, le volume de collection du signal, la chaîne optique ainsi que les termes de degré 0 apparaissant dans l'expression de la fraction de Boltzmann en ne considérant que les raies d'absorption du niveau fondamental $v''=0$. La mesure de la température à partir du signal de fluorescence expérimental est possible de façon similaire aux mesures de pression, la constante C' est évaluée à partir d'un point de l'écoulement où la pression et la température sont connues.

A partir de cette expression du signal de fluorescence il est donc possible de déterminer l'évolution de la température dans l'écoulement puis d'utiliser ces valeurs pour déterminer l'évolution de la pression. La pression est alors obtenue par résolution itérative d'une équation relativement complexe puisqu'il est nécessaire d'évaluer la fraction de Boltzmann de chacune des trente cinq raies d'absorption. Les évolutions de la pression et de la température dans un écoulement peuvent être connues à partir d'une mesure unique du signal de fluorescence.

5.2 Mesure de la température avec un rayonnement laser monomode et couplage aux mesures de pression

La mesure de la température locale d'un écoulement par fluorescence induite de l'iode par laser nécessite l'emploi d'un laser à colorant monomode accordable [36]. La température est obtenue à partir du rapport des signaux de fluorescence de deux lignes d'absorption moléculaire excitées au cours d'un même balayage en longueur d'onde. Pour déterminer la température, il est nécessaire de faire le rapport des maxima de deux signaux de fluorescence résultant de l'excitation de deux niveaux rotationnels issus d'un même niveau vibrationnel v'' :

$$T = B / \ln((S_{F2}/S_{F1})/A)$$

Où A et B sont des constantes définies par :

$$A = (FGH(J_2).Cte_2 / FGH(J_1).Cte_1) \frac{(2J_2+1)}{(2J_1+1)}$$

$$B = [J_1(J_1+1) - J_2(J_2+1)] \Theta_r$$

Dans le cas de mesures simultanées de pression et de température, une raie d'émission laser accordable est utilisée pour exciter sélectivement et successivement deux transitions de l'iode, la première correspondant à un niveau rotationnel J''_{opt} , la seconde présentant une évolution de la fraction de Boltzmann sensible dans le domaine de température de l'écoulement. Dans le cas choisi, le laser à colorant balaye un domaine de fréquence de 30 GHz dans la région spectrale de l'iode contenant les deux transitions

R97(28-0) et P60(27-0) proche de 543 nm. Ces deux raies d'absorption présentent respectivement une bonne sensibilité à la température et à la pression, pour un domaine de température donné.

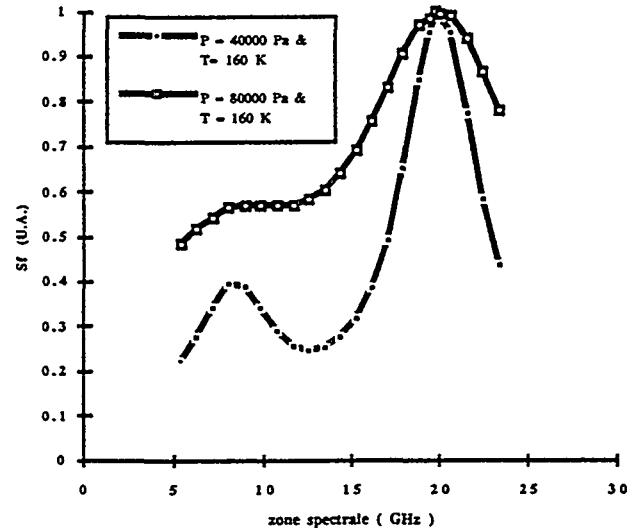


Figure 3 : Evolution du signal de fluorescence à température constante

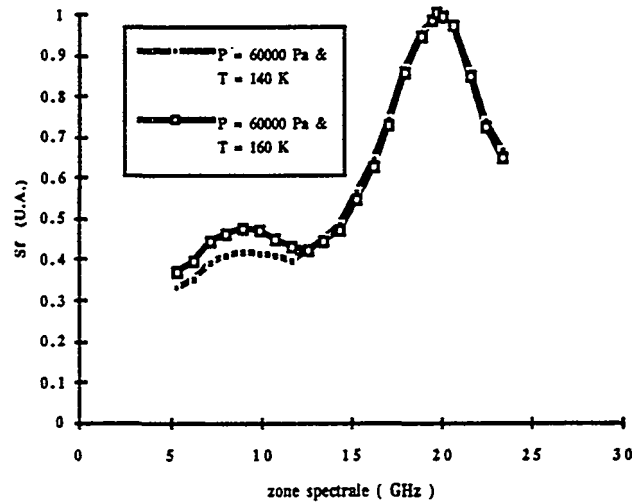


Figure 4 : Evolution du signal de fluorescence à pression constante

Les figures 3 et 4 montrent l'évolution du signal de fluorescence théorique dans la bande d'absorption contenant les raies d'absorption R97 et P60 à pression constante pour différentes températures et inversement. Une bibliothèque de spectres de référence a été construite pour ces deux raies, pour des pressions comprises entre 10 000 Pa et 200 000 Pa par pas de 2 500 Pa et pour des températures comprises entre 100 K et 400 K par pas de 5 K prenant en compte les raies d'absorption voisines dans une gamme spectrale de 60 GHz correspondant à l'élargissement collisionnel autour de ces deux raies principales.

Le signal de fluorescence expérimental obtenu par excitation successive de ces deux raies d'absorption est ensuite comparé à la bibliothèque de spectres théoriques. La corrélation des signaux théoriques et expérimentaux fournit directement les mesures de pression et de température dans le volume de mesure, sans recours à une mesure de référence en un point de l'écoulement où les paramètres P et T sont connus.

6. APPLICATION AUX MESURES DE VITESSE

Il a été montré que la technique de mesure de pression et de température par FIL pouvait être aisément couplée à des mesures de vitesse par vélocimétrie laser interférentielle ou bi-point [37, 38], le rayonnement laser étant identique.

Le décalage spectral Doppler d'une raie d'un traceur fluorescent en mouvement dans l'écoulement est proportionnel à la composante de la vitesse dans la direction excitatrice du rayonnement laser monomode accordée sur cette raie d'absorption [12]. Le décalage Doppler est :

$$\Delta \nu_D = \frac{u}{\lambda}$$

avec :

$\Delta \nu_D$ décalage Doppler en fréquence,

u module de la composante de la vitesse suivant la direction de propagation de la radiation,

c vitesse de la lumière,

ν_0 fréquence de la radiation laser.

Deux méthodes de mesure de vitesse par F.I.L. ont été estimées.

La première méthode utilisant le balayage en fréquence est la plus précise, mais son emploi doit être réservé à des écoulements stationnaires dont la vitesse est limitée inférieurement à 20 m/s. Cette technique donne simultanément une mesure de la pression et une mesure d'une composante de la vitesse.

La méthode utilisant une fréquence laser fixe présente une résolution temporelle bien supérieure à la méthode utilisant le balayage en fréquence. Cette deuxième technique permet d'effectuer des mesures de vitesses instationnaires inférieures à 1000 m/s pour des écoulements dont la pression est inférieure à 50000 Pa. Son emploi peut être envisagé pour l'étude d'écoulements instationnaires.

6.1 Mesure du décalage Doppler par balayage de la raie laser

Le faisceau laser est divisé au moyen d'une lame séparatrice, puis dirigé par un jeu de miroirs vers le volume de mesure pour former un couple de deux faisceaux coaxiaux à propagation opposée. La fréquence du laser accordable est calée au voisinage de la position spectrale d'une raie d'absorption connue, puis un balayage en fréquence est effectué sur un domaine spectral correspondant à la largeur de raie.

Le signal de fluorescence relatif à chacun des deux faisceaux est obtenu de manière indépendante par l'alternance du passage du rayonnement vers le volume de mesure [39]. Deux spectres correspondant à chacun des sens de propagation du rayonnement laser sont obtenus et sont décalés en fréquence du double du décalage Doppler. Ce décalage temporel de l'excitation laser est réalisé au moyen d'un obturateur mécanique placé juste après le dispositif de séparation en deux faisceaux. On en déduit la composante cherchée de la vitesse, voire la pression et la température par exploitation complète du signal de fluorescence.

Lorsque l'écoulement est bidimensionnel, il est nécessaire de déterminer successivement les deux composantes du vecteur vitesse u_1 et u_2 . Trois faisceaux laser à directions linéairement indépendantes sont alors utilisés afin de

décomposer le vecteur vitesse sur la base formée par les faisceaux F1 et F2 et au troisième F3, dont la direction est à 45° de F1 et F2 [40].

Cette méthode de détermination directe du décalage Doppler présente l'avantage d'offrir une bonne précision et de ne pas être limitée supérieurement en vitesse. La précision sur la mesure du décalage Doppler étant de 25 MHz, soit la limite du pas en fréquence de la raie laser, conduit à une incertitude sur la mesure de vitesse de l'ordre de 13 m/s. La résolution temporelle de cette technique est limitée par le temps de balayage en longueur d'onde de la raie laser, qui peut être réduit au minimum à 0,1 s pour un déplacement de raie sur 10 GHz dans le cadre d'une programmation interne du système AUTOSCAN [41, 42]. Une programmation externe du fonctionnement de ce laser a été développée permettant de réduire l'acquisition.

6.2 Mesure à fréquence laser fixe

Cette méthode offre la possibilité de réduire le temps d'acquisition, donc de réaliser des mesures instationnaires, puisque le temps de balayage n'intervient pas directement dans la détermination du décalage Doppler [43, 44]. La technique de mesure de vitesse repose sur les propriétés du spectre d'absorption de la molécule d'iode dont le profil est décrit par l'intégrale de Voigt $g_{12}(\nu)$. Ce profil, dit de Voigt, est une fonction de la pression et de la température. Il présente une partie linéaire située au maximum de pente qui est très sensible aux décalages fréquentiels. La raie laser doit alors être positionnée dans cette zone spectrale perceptible en figures 3 et 4 afin de déterminer le décalage Doppler. La fréquence laser est accordée au maximum de pente du profil d'absorption dans la partie linéaire. Afin de lever l'incertitude sur la valeur de la longueur d'onde, l'utilisation d'un couple de faisceaux coaxiaux alternés à propagation opposée de même source, indicés a et b, est également faite. Chaque faisceau est absorbé à des fréquences décalées par effet Doppler d'une valeur respective de $\pm \Delta \nu$, le signe dépendant de la composante de la vitesse se trouvant dans la direction de propagation laser. Les valeurs de la fonction de Voigt aux fréquences décalées par effet Doppler des faisceaux a et b sont référencées respectivement par g_{12a} et g_{12b} . Il est possible d'exprimer g_{12a} , g_{12b} et $\Delta \nu$ en fonction de la pente

locale du profil d'absorption $\left(\frac{\partial g_{12}}{\partial \nu} \right)_{\nu_0}$:

$$\text{tg } \alpha = \frac{g_{12a} - g_{12b}}{2 \Delta \nu} = \left(\frac{\partial g_{12}}{\partial \nu} \right)_{\nu_0}$$

On en déduit pour la composante de la vitesse :

$$u = \frac{c}{\nu_0} \Delta \nu = \frac{c}{\nu_0} \frac{g_{12a} - g_{12b}}{2 \left(\frac{\partial g_{12}}{\partial \nu} \right)_{\nu_0}}$$

Expérimentalement le paramètre mesurable est le signal de fluorescence S_f qu'on exprime en fonction du profil d'absorption par la relation :

$$S_f = K I g_{12}$$

avec :

S_f , signal de fluorescence mesuré

K , constante caractérisant la chaîne optique

g_{12} , fonction de Voigt, déterminée à la fréquence d'excitation

laser

I, intensité laser.

Pour les faisceaux a et b, l'expression du signal de fluorescence se résume à :

$$S_{fa} = K I_a g_{I2} a$$

$$S_{fb} = K I_b g_{I2} b$$

L'intensité laser I est différente pour chacun des deux faisceaux : elle peut varier selon le trajet optique et n'est pas répartie uniformément dans la section droite du faisceau. La constante K est identique puisqu'elle caractérise la chaîne optique. L'expression de la composante de la vitesse devient alors :

$$u = \frac{c}{v_0} \frac{\frac{S_{fa}}{I_a} - \frac{S_{fb}}{I_b}}{\frac{S_{fa}}{I_a} + \frac{S_{fb}}{I_b}} \left(\frac{g_{I2}}{\left(\frac{\partial g_{I2}}{\partial v} \right)} \right)_{v_0}$$

L'adaptation de cette technique à un écoulement bidimensionnel s'effectue de façon similaire à celle énoncée pour la méthode à balayage fréquentiel. La généralisation de la méthode décrite précédemment à la détermination du vecteur vitesse s'effectue par l'utilisation d'une excitation laser à trois faisceaux afin de décomposer le vecteur-vitesse. La seule détermination de l'intensité optique de chaque faisceau permet à partir du signal de fluorescence d'exprimer les composantes du vecteur-vitesse.

La pente normalisée du profil d'absorption ne dépend que de la pression et de la température locale. Si l'écoulement est incompressible et adiabatique, il est possible de déterminer la pente normalisée en utilisant un point où la vitesse est connue. Pour un écoulement compressible la pente normalisée du profil d'absorption varie d'un point de mesure à un autre ; une détermination expérimentale est nécessaire et elle peut être réalisée à partir d'une mesure avec un quatrième faisceau à fréquence connue, légèrement décalé par rapport aux trois autres faisceaux [45].

La fréquence du quatrième faisceau v_s doit appartenir au domaine spectral correspondant à la partie linéaire du profil d'absorption. Un modulateur acousto-optique permettant d'obtenir un décalage Δv_s de 200 Mhz a été utilisé.

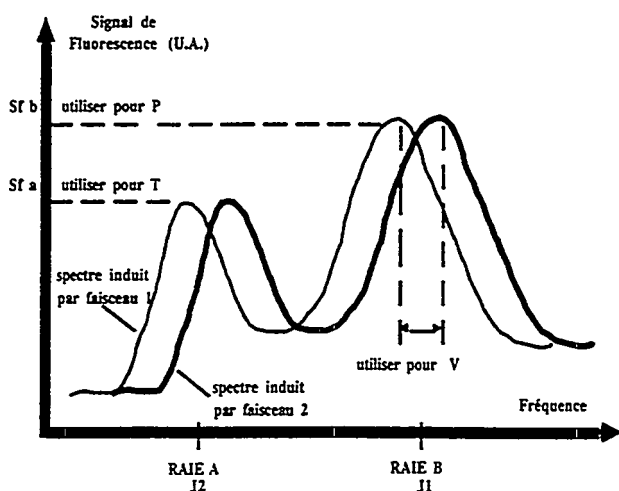


Figure 5 : Exploitation du signal de fluorescence

7. MESURE SIMULTANÉE DES PARAMÈTRES PRESSION, TEMPÉRATURE ET VITESSE

La mesure simultanée des paramètres pression, température et vitesse par F.I.L. est possible par une méthode de balayage en fréquence dans un domaine d'émission du laser monomode accordable couvrant au moins deux raies d'absorption de l'iode choisies en fonction des critères précédemment établis [46, 47, 48] telles que les deux raies d'absorption R97 et P60. La figure 5 présente le principe de détermination des paramètres.

8. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Le dispositif expérimental (figure 6) comprend trois parties principales : la source laser, l'ensemencement de l'écoulement en iode moléculaire, et le dispositif de collection et de traitement du signal de fluorescence.

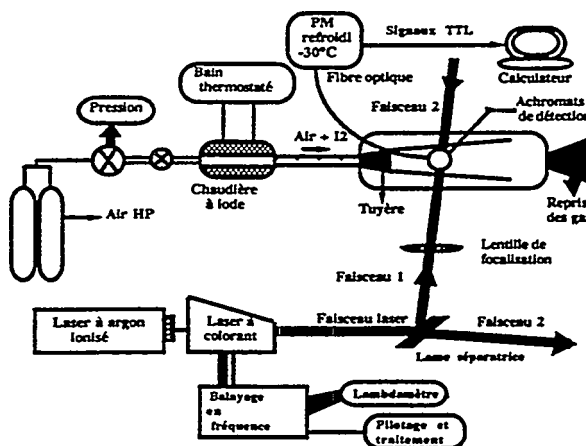


Figure 6 : Dispositif expérimental

L'émission laser est obtenue soit par un laser multimode gaussien à argon ionisé Coherent Innova 100, soit par un laser à colorant Coherent 899-29 en anneau pompé par ce même laser à argon ionisé. Ce laser à colorant accordable est équipé d'un ensemble de mesure de la fréquence d'émission et d'un système de calage et de pilotage en fréquence dit Autoscan. En utilisant comme milieu actif le colorant Pyrométhène 556, le laser peut être accordé à une longueur d'onde comprise entre 520 nm et 560 nm correspondant à une zone spectrale du visible où l'on recense de nombreuses raies d'absorption. La puissance du laser est supérieure à 1W pour une puissance de pompage du laser à argon ionisé de 6W. Le laser à colorant 899-29 émet une fréquence monomode stabilisée de largeur de raie inférieure à 500kHz grâce à un système asservi qui comprend des étalons intracavité et une cavité de référence. La lame galvanométrique de Brewster permet un balayage sur une bande de fréquence de 30 GHz. Le système est équipé d'un lambdamètre haute résolution permettant un recalage en fréquence de précision inférieur à 200 MHz. En sortie du laser, le faisceau est ensuite guidé par un système périscopique, puis séparé en deux faisceaux colinéaires et de directions opposées vers le volume de mesure.

L'écoulement estensemencé par passage sur un tube thermostaté contenant un manchon d'iode. Une faible fraction molaire d'iode (< 100 ppm)ensemence l'écoulement d'air sec.

Le système de détection est constitué par une lentille achromatique permettant de faire focaliser le signal de

fluorescence sur un tube photomultiplicateur à comptage de photons AsGa refroidi à -30°C par effet Peltier. La lumière laser diffusée par les particules et par les parois est bloquée par un filtre optique passe-haut à 570 nm. Le nombre de photons reçu par le photomultiplicateur est enregistré. Le volume de détection a comme dimensions en considérant la focale de l'achromat et le diamètre du faisceau laser, $100\mu\text{m}$ de long et $150\mu\text{m}$ de diamètre. Celui-ci est positionné à l'endroit souhaité par des tables de déplacement pilotées correspondant généralement à un maillage prédéfini de l'écoulement étudié. Le signal de fluorescence est enregistré pendant un temps constant. Le signal du photomultiplicateur est normalisé par la mesure instantanée de la puissance laser. Les deux méthodes de mesures des paramètres pression et température par fluorescence induite de l'iode avec un rayonnement laser multimode gaussien à 514,5nm et monomode accordé à des raies spécifiques de l'iode ont été testées dans des conditions statiques puis dans des conditions d'écoulement sur un jet supersonique issu d'une tuyère sous détente de petites dimensions.

Une étude expérimentale a été menée afin de vérifier la validité des principes théoriques énoncés et de tester la possibilité d'obtenir des informations sur le champ de pression et de vitesse d'un écoulement ensemencé en iode moléculaire.

9. APPLICATION AU CAS D'UN JET SOUS DÉTENDU

9.1 Description aérodynamique de la tuyère et du jet

L'écoulement choisi est un jet issu d'une tuyère supersonique sous-détendue. Ce jet qui présente d'importantes variations spatiales des propriétés du fluide, notamment de la pression locale et de la vitesse, est bien connu des aérodynamiciens. Des modèles de calcul existent, permettant la détermination de ces propriétés. Dans le cas présent, un calcul par résolution des équations d'Euler a été mis en œuvre.

Pour cela, une tuyère de révolution présentant un diamètre au col de 4 mm environ est apparue comme un bon compromis entre le débit d'air et la pression génératrice disponible, conditionnant l'intensité des gradients de pression et de vitesse dans le jet et les difficultés mécaniques liées à l'usinage de la tuyère. Dans ce type d'écoulement, des mesures intrusives sont impossibles.

Les paramètres de calcul suivants ont été retenus :

- pression génératrice : $5,5 \cdot 10^5$ Pa
- température génératrice : 293 K
- pression à la sortie : $1,5 \cdot 10^5$ Pa
- nombre de Mach de sortie : 1,5
- éjection des gaz à la pression atmosphérique.

Le calcul du profil de la tuyère est effectué dans un premier temps en fluide non visqueux, à l'aide de la méthode des caractéristiques, puis un couplage avec un modèle de couche limite a été mis en œuvre, permettant ainsi de corriger la géométrie de la tuyère de l'épaisseur de déplacement. Le profil est peu divergent, puisque les diamètres calculés au col et dans le plan de sortie sont respectivement :

- diamètre au col : 4,56 mm
- diamètre dans le plan de sortie : 5 mm.

La géométrie de la tuyère est réalisée avec une précision de $2\mu\text{m}$ et le profil est rectifié jusqu'à obtention du

minimum de défaut. Le matériau choisi, devant résister au mieux à l'oxydation par l'iode est un acier spécial de type 316 TI. Un calcul des caractéristiques aérodynamiques du jet a été réalisé sur une distance de huit fois le diamètre au col, afin d'obtenir une représentation de la quasi périodicité des évolutions de pression et de vitesse. Le calcul est effectué en fluide non visqueux par une méthode pseudo-instationnaire de résolution des équations d'Euler. Le jet présente une structure alternée de détentes et de recompressions moyennement intenses en raison du taux de détente modéré de la tuyère. Le domaine de pression s'étend de $2 \cdot 10^4$ Pa à $1,7 \cdot 10^5$ Pa. Les températures locales varient dans la gamme 120K à 220K. Les vitesses calculées sont comprises entre 400 et 600 m.s^{-1} .

9.2 Mesure de pression sur l'axe du jet supersonique par fluorescence induite de l'iode par un rayonnement multimode et monomode

Les figures 7 et 8 présentent l'évolution de la pression déterminée expérimentalement par la méthode multimode à large bande spectrale (figure 7) et la méthode monomode (figure 8), sur l'axe du jet supersonique, comparée aux valeurs issues du calcul d'Euler. Les deux méthodes expérimentales révèlent les oscillations de pression prévues par le calcul. Pour chacune des deux méthodes, l'évolution théorique du signal de fluorescence montre que sa dynamique est plus faible que la dynamique en pression. Le phénomène est d'autant plus marqué en multimode, ce qui signifie que de petites variations de pression seront difficilement détectables par cette technique. Dans le cas d'une excitation laser multimode, la pression est déterminée à partir du signal de fluorescence soit au moyen d'une hypothèse d'évolution de la température selon une loi d'écoulement isentropique $P(T_{\text{isentropique}})$, soit à partir d'une détermination de température exploitant également le signal de fluorescence $P(T_{\text{FIL}})$.

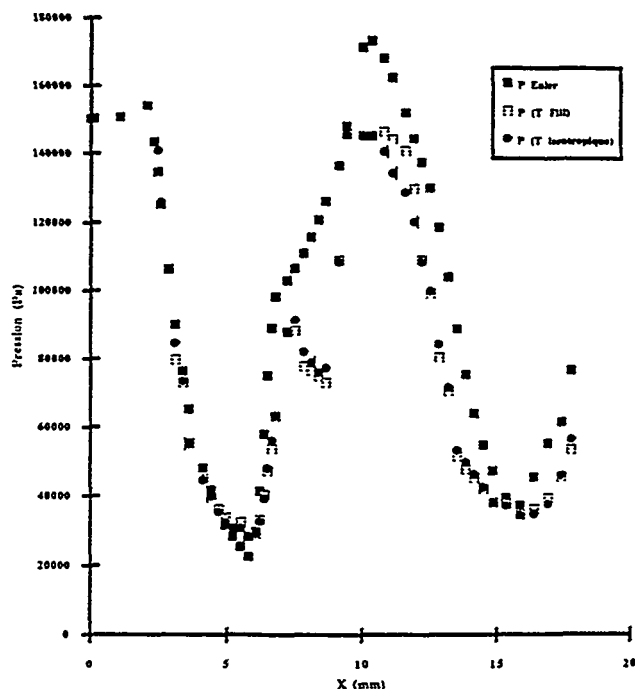


Figure 7 : Evolution de la pression sur l'axe du jet

L'évolution de $P(T_{\text{FIL}})$ est plus précise que l'évolution de $P(T_{\text{isentropique}})$. Pour les mesures réalisées à partir du rayonnement laser monomode (figure 8), les valeurs de

pression déterminées par la corrélation de spectres théoriques correspondent aux points notés P (Biblio) ne nécessitent aucun point de référence dans l'écoulement contrairement aux points de la courbe P_(ref monomode). L'écart observé est dû en partie aux imperfections de ces méthodes et pour une autre partie à l'hypothèse de fluide non visqueux faite dans le code Euler. Pour les deux premières structures de type détente recompression, les minima et maxima de pression obtenus expérimentalement coïncident avec ceux déterminés par le calcul Euler. L'incertitude en positionnement du faisceau laser est évaluée à 0,1mm. Pour les deux méthodes, l'amplitude de l'oscillation présente une décroissance régulière de type décrément logarithmique, bien que la pression Euler évolue sous forme d'oscillations quasipériodiques et pratiquement de même amplitude.

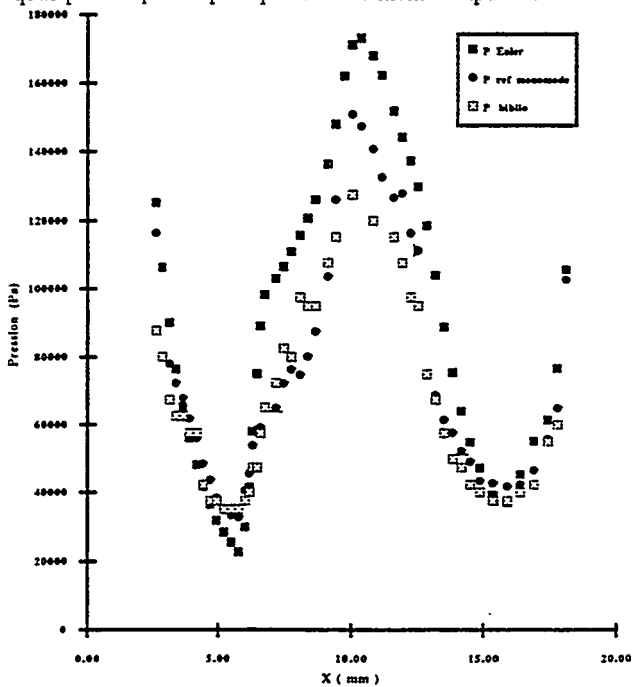


Figure 8 : Evolution de la pression sur l'axe du jet

Expérimentalement il est remarqué que l'atténuation est plus importante pour les maxima que pour les minima. Cette atténuation des gradients de pression non prédite par le calcul Euler, peut provenir du fait que les effets visqueux non pris en compte par le modèle le sont expérimentalement. De plus il est rappelé que la couche limite se développant dans le divergent de la tuyère a pour effet de provoquer une répartition du premier faisceau de détente sur l'épaisseur de la couche limite. Il en résulte un étalement de la zone du premier minimum de pression et une diminution de l'intensité de la détente. L'écart entre théorie et expérience est aussi imputable à la dimension trop importante du volume de mesure (150 μm)³ par rapport à l'évolution locale de la pression, surtout dans la zone où le gradient de pression s'inverse.

9.3 Mesure de température sur l'axe du jet supersonique par fluorescence induite de l'iode par un rayonnement multimode et monomode

Les températures déterminées expérimentalement par fluorescence induite par laser dans le cas du rayonnement laser multimode sont en bon accord avec les valeurs théoriques du code Euler (figure 9). L'écoulement compte-tenu des valeurs de pression et de température peut être considéré comme pratiquement isentropique.

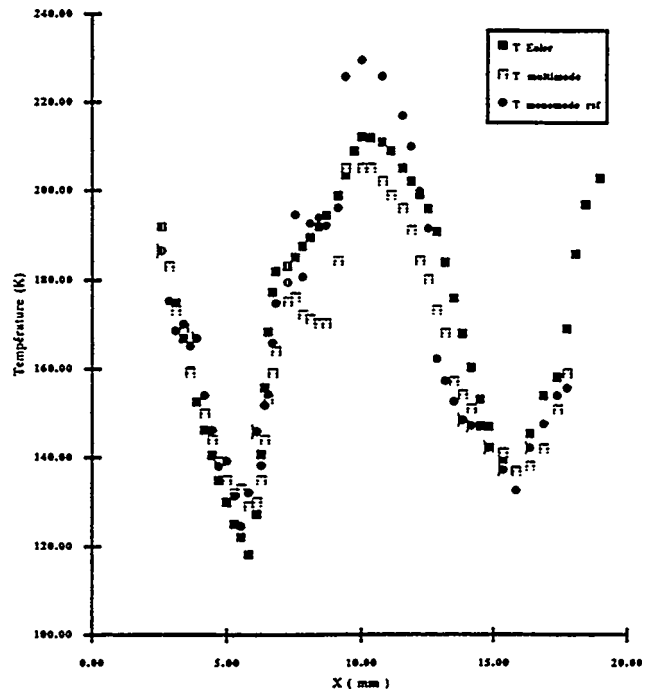


Figure 9 : Evolution de la température sur l'axe du jet

Les valeurs des mesures de température obtenues dans le cas d'un rayonnement laser monomode sont présentées sur cette même figure pour une zone de l'écoulement. Les valeurs des températures théoriques du code Euler sont comparées aux valeurs expérimentales obtenues à partir du rapport des signaux de fluorescence enregistrés lors du balayage en fréquence de la raie laser sur deux raies d'absorption voisines. Les écarts les plus importants observés correspondent aux maxima de pression engendrant un élargissement collisionnel conséquent.

9.4 Mesure de vitesse sur l'axe du jet supersonique par fluorescence induite de l'iode par un rayonnement monomode

Les mesures de vitesses obtenues à partir d'un balayage en fréquence de la raie laser présentées en figure 10 sont comparées à la fois aux mesures de vitesses obtenues sur ce jet par vélocimétrie laser Doppler (LDV) et par vélocimétrie laser bipoint (L2F) ainsi qu'aux valeurs théoriques du code Euler. Là, encore les effets visqueux et la taille du volume de mesure comparée aux dimensions du jet peuvent expliquer les différences. Les valeurs des vitesses obtenues par FIL sont intermédiaires entre les valeurs expérimentales L2F et LDV laissant supposer un suivi de l'écoulement plus facile par les molécules que par des particules.

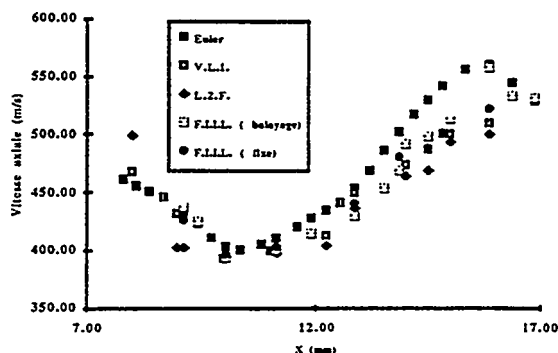


Figure 10 : Evolution de la vitesse sur l'axe du jet

9.5 Mesures simultanées de pression, de température et de vitesse sur l'axe du jet supersonique par fluorescence induite de l'iode par balayage en fréquence d'un rayonnement monomode

La mesure des trois principaux paramètres d'un écoulement a été réalisée à partir d'un spectre de fluorescence obtenu aux cours du balayage en fréquence des deux faisceaux colinéaires se propageant en sens contraire. La direction des faisceaux fait un angle de 30 degrés avec l'axe du jet. Le signal de fluorescence est simultanément normalisé par l'intensité laser. Une mesure de bruit correspondant au signal de fluorescence normalisé par l'intensité laser dans le cas d'un écoulement nonensemencé en iode est réalisée. Le bruit est retranché du signal de fluorescence normalisé par l'intensité laser. La pression est obtenue par corrélation avec la bibliothèque de spectres théoriques, la température par exploitation du rapport des signaux de fluorescence des deux raies d'absorption.

10. CONCLUSION ET PERSPECTIVES

L'utilisation de la fluorescence de l'iode induite par laser comme outil en métrologie optique des écoulements a été démontrée. Après avoir fait l'objet d'une modélisation et d'une validation dans des conditions statiques, la technique a été testée dans des conditions d'écoulements externes et internes. Outre son excellente résolution spatio-temporelle et le parfait suivi de l'écoulement réalisé au moyen d'un ensemencement moléculaire homogène, la technique présente l'avantage d'obtenir deux ou trois informations essentielles sur l'écoulement étudié à savoir la pression, la température et la vitesse à partir d'une unique mesure expérimentale du signal de fluorescence [50].

Deux types d'excitation laser permettent la mesure couplée de la pression et de la température. Le laser à argon ionisé multimode présente l'avantage d'émettre intensément à la longueur d'onde de 514,5 nm coïncidant fortuitement avec la longueur d'onde de la double raie d'absorption de l'iode notée P13-R15 (43-0). Ce type de rayonnement permet de rendre compte de l'évolution de pression à partir de la préconnaissance de l'évolution de température soit par une loi d'évolution, soit par une détermination expérimentale de la température réalisée par F.I.L.. L'utilisation de ce type d'excitation impose une mesure de référence où la pression et la température sont connues; ce qui permet de s'affranchir de la connaissance de différentes constantes liées à la physico-chimie du phénomène et au type d'excitation laser.

L'autre type de source laser utilisable est un laser monomode accordable à colorant permettant de choisir une raie d'absorption de l'iode dont la dépendance en température est négligeable; ce qui permet d'obtenir une expression du signal de fluorescence simplifiée puisque celui-ci est inversement proportionnelle à la pression. La mesure de température est possible à partir du rapport des signaux de fluorescence induit par deux raies voisines du spectre d'absorption de la molécule d'iode. La détermination de cette zone spectrale permet des mesures de température sur une large gamme. L'autre avantage du choix de cette excitation laser réside dans le fait qu'il n'est plus nécessaire d'effectuer une mesure de référence puisqu'une corrélation entre le spectre de fluorescence expérimental et ceux inclus dans une bibliothèque de spectres théoriques issus de la modélisation est effectuée permettant une détermination directe de la

pression. Enfin l'intensité laser émise par le laser à colorant, quoique inférieure à celle émise par le laser à argon ionisé, offre désormais un bon rendement avec l'emploi de colorants tels que les Pyrrométhènes et Rhodamines.

Cette méthode peut également être étendue à la mesure de vitesse par comparaison du décalage fréquentiel Doppler entre le spectre de fluorescence et celui obtenu à partir d'une cellule statique à iode utilisée comme standard de fréquence.

Le champ d'application de cette méthode intéresse les écoulements gazeux dont la pression évolue entre 0.2 et 5 bars avec une précision de 5 % et dont la température demeure inférieure à 600 K avec une précision inférieure à 3 %.

Des mesures dans le champ d'un plan laser des mêmes grandeurs caractéristiques peuvent être réalisées assez facilement, mais elles nécessitent des moyens adaptés de visualisation par caméra intensifiée.

L'inconvénient majeur de cette technique réside dans le fait que l'iode présente un caractère corrosif sous forme d'acide en milieu humide nécessitant l'emploi de matériaux appropriés tels que le téflon, le PVC, l'acier 316TI ou plus simplement d'utiliser de l'air sec.

REMERCIEMENTS

Les auteurs remercient Jean-Paul Bourez et Christophe Verbeke pour leur assistance technique.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] R.L. McKenzie. "Progress in laser spectroscopic techniques for aerodynamic measurements : an overview", AIAA Journal, Vol. 31, No.3, March 1993.
- [2] N.L. Rapagnani, S.J. Davis. "Flow visualisation in supersonic flows", Laser Probes for Combustion Chemistry, ACS Symposium Series, No134, March 1980.
- [3] N.L. Rapagnani, S.J. Davis. "Laser-induced fluorescence: a diagnostic for fluid Mechanics", Lasers and Applications, pages 127-131, May 1985.
- [4] B. Leporcq, F. Lemoine, R. Arbus, J.C. Demarais. "Etude du mélange entre un jet supersonique et des jets subsoniques par fluorescence induite par laser", Quatrième Colloque de Visualisation et de Traitement d'Images en Mécanique des Fluides, Lille, 29 mai au 1er juin 1990.
- [5] R.J. Hartfield, J.D. Abbit, J.C. McDaniel. "Injectant mole fraction imaging in compressible mixing flows using planar laser-induced iodine fluorescence", Optics Letters, Vol. 14, No. 16, August 15, 1989.
- [6] P. Guiraud, J. Bertrand, J. Costes. "Visualisation par fluorescence induite par laser. Application au mélange en jets confinés", Entropie, No. 150, 1989.
- [7] J.C. McDaniel, R.K. Hanson. "Quantitative planar visualization in gaseous flowfields using laser-induced fluorescence", Flow Visualization III, Proceeding of the Third International Symposium on Flow Visualization, Ann Arbor, Michigan, USA, p. 113-117, september 1983.
- [8] R. J. Hartfield, S. D. Hollo, J.C. Mc Daniel. "Planar Measurement Technique for compressible flows using laser-induced iodine fluorescence", AIAA Journal, Vol. 31, No. 3, March 1993.
- [9] J. C. McDaniel. "Quantitative measurement of density and velocity in compressible flows using laser-induced iodine fluorescence", AIAA 21st Aerospace Sciences Meeting, January 10-13, 1983/Reno, Nevada
- [10] D. Keefer. "Laser fluorescence velocimeter", Applied optics, Vol. 26, No. 1, January 1987.

- [11] D.G. Fletcher, J.C. McDaniel. "Temperature measurement in a compressible flow field using laser-induced fluorescence", Optics Letters, Vol.12, No.1, January 1987.
- [12] K. P. Gross, R. McKenzie. "Measurements of fluctuating temperatures in a supersonic turbulent flow using laser-induced fluorescence", AIAA Journal, Vol. 23, No.12, 1984.
- [13] J.M. Donohue, K.G. Victor, J.C. McDaniel. "Computer-controlled multi-parameter mapping of 3D compressible flowfields using planar laser-induced iodine fluorescence", AIAA 30th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, Reno, Canada, January 1993.
- [14] J.C. McDaniel. "Nonintrusive Pressure Measurements with laser-induced fluorescence", AIAA 18th Thermophysics Conference, Montreal, Canada, June 1983.
- [15] F. Lemoine, M. Descieux, B. Leporcq. "Application de la fluorescence induite par laser à la mesure de la pression", 5ème Colloque National de Visualisation et de Traitement d'Images en Mécanique des Fluides, Poitiers, 21 - 5 Juin 1992.
- [16] F. Lemoine, B. Leporcq. "Applications de la fluorescence induite de l'iode par laser à la mesure de pression", La Recherche Aérospatiale, n°1, pp. 51-59, 1993.
- [17] B. Leporcq. "Static pressure measurements for near isentropic flows using laser induced iodine fluorescence", Measurement techniques (Lecture Series 1993-05), Von Karman Institute for Fluid Dynamics, Rhode Saint Genèse, Belgique, April 19 - 23 1993.
- [18] J. B. Koffend, R. Bacis, R. W. Field. "Continuous wave optically pumped iodine laser", Journal of Molecular spectroscopy 77, 202-212, 1979.
- [19] B. Hiller, R.K. Hanson. "Properties of iodine molecule relevant to laser induced fluorescence experiments in gas flows", Experiments in fluids 10, 1-11, 1990.
- [20] Herzberg R. "Spectra of diatomic molecules", Second Edition, D Van Nostrand Compagny, Inc-1951.
- [21] J.I. Steinfeld, R.N. Zare, L. Jones, M. Lesk, W. Klemperer. "Spectroscopic Constants and vibrational Assignment for the B3P0u+ state of iodine", The Journal of Chemical Physics, vol.42, No. 1, January 1964.
- [22] F. Martin, R. Bacis, S. Churassy, J. Vergès. "Laser induced fluorescence Fourier transform spectrometry of the XO+g state of I2 : Extensive Analysis of the BO+u-->XO+g, Fluorescence Spectrum of I2", Journal of Molecular spectroscopy 116, 71-100, 1986.
- [23] P. Pascal., Nouveau traité de chimie minérale, "Propriétés physiques de l'iode", p 456 à 465, Edition Masson et cie.
- [24] S. Gerstenkorn, P. Luc. "Assignments of several groups of iodine (I2) lines in the B-X system", Journal of Molecular spectroscopy 77, 310-321, 1979.
- [25] S. Gerstenkorn, P. Luc. "Atlas du spectre de la molécule d'iode de 14800 à 20000 cm-1", Editions du CNRS.
- [26] F. Chabannes. "Les lasers", Editions de l'ENSTA, 1981.
- [27] F. Lemoine, B. Leporcq. "Static pressure measurements for near isentropic flows using laser induced iodine fluorescence", 114th ASME Winter Annual Meeting, New Orleans, Louisiana, Nov. 28 - Dec. 3. 1993.
- [28] J. Tellinghuisen. "Intensity factors for the I2 B<->X band system", J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer., Vol.19. pp 149-161, 1977.
- [29] J.D. Simmons and J.T. Hougen. "Atlas of the I2 spectrum from 19000 to 18000 cm-1", Journal of Research of the National Bureau of Standards-A. Physics and Chemistry, vol. 81A, No. 1, January-February 1977.
- [30] B. Leporcq. "Mesure de pression locale par fluorescence induite par laser" Journée thématique : Aérodynamique instationnaire turbulente ; aspects numériques et expérimentaux, DRET 30 Juin 1994.
- [31] F. Lemoine, B. Leporcq. "Optical pressure measurement in compressible flows using laser-induced iodine fluorescence", 2nd European Fluid Mechanics Conference. September 20-24, 1994, Warsaw, Poland.
- [32] F. Lemoine, B. Leporcq. "Investigation on an optical pressure measurement using laser induced fluorescence", Z.F.W. 19 (1995) 109-118.
- [33] F. Lemoine, B. Leporcq. "An efficient optical pressure measurement in compressible flows by laser induced iodine fluorescence", Experiments in Fluids 19 (1995) 150-158.
- [34] A.C. Eckbreth. "Spatially precise laser diagnostics for combustion", ICIASF'81 Record, pp 71-89, 1981.
- [35] J.I. Steinfeld. "Rate for inelastic collision processes and the diatomic halogen molecules", J. Phys. Chem., Ref. Data, Vol. 13, No. 2, 1984.
- [36] D. G. Fletcher, J. C. Mc Daniel. "Laser induced iodine fluorescence techniques for quantitative measurement in a non reacting supersonic combustor", AIAA Journal, Vol. 27, N°5, May 1989.
- [37] G. Janssens, J. Labbé, F. Lemoine, B. Leporcq. 11th Symposium on Measuring Techniques for Transonic and Supersonic Flow in Cascades and Turbomachines München, 14 et 15 septembre 1992.
- [38] G. Janssens, J. Labbé, B. Tanguy, F. Lemoine, B. Leporcq. "Mesures de vitesses supersoniques", 3ème Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser, Toulouse, 21 - 24 Septembre 1992.
- [39] J. C. McDaniel, B. Hiller, R.K. Hanson. "Simultaneous multiple-point velocity measurements using laser-induced iodine fluorescence" Optics letters, Vol. 8, No. 1, January 1983.
- [40] B. Hiller, R. K. Hanson. "Simultaneous planar measurements of velocity and pressure fields in gas flows using laser-induced fluorescence" Applied optics, Vol. 27, No. 1, January 1988.
- [41] F. Lemoine, B. Leporcq. "Mesures de pression et de vitesse par fluorescence induite par laser", 10ème Congrès Français de Mécanique, Lille - Villeneuve d'Ascq, 6 - 10 Septembre 1993.
- [42] X. Lefebvre, B. Leporcq, J-P. Bourez. "Simultaneous measurements of pressure and velocity in a supersonic flow using laser induced iodine fluorescence", EUROMECH Colloquium 335, Rome, 5 au 7 Juin 1995.
- [43] B. Hiller, L. M. Cohen, R. K. Hanson. "Simultaneous measurements of velocity and pressure fields in subsonic and supersonic through image-intensified detection of laser-induced fluorescence" AIAA 24th Aerospace Sciences Meeting, Reno/Nevada, January 6-9, 1986.
- [44] B. Hiller, J. C. McDaniel, E. C. Rea, Jr, R. K. Hanson. "Laser-induced fluorescence technique for velocity-field measurements in subsonic gas flows", Optics letters, Vol. 8, No. 9, September 1983.
- [45] B. Hiller, R. K. Hanson. "Two-frequency laser-induced fluorescence technique for rapid velocity-field measurements in gas flows", Optics letters, Vol. 10, No. 5, May 1985.
- [46] X. Lefebvre, F. Lemoine, B. Leporcq, J -P. Bourez. "Mesures de pression et de vitesse par fluorescence induite par laser", 6ème Colloque National de Visualisation et de Traitement d'Images en Mécanique des Fluides, Saint Etienne, 30 Mai - 2 Juin 1995.
- [47] F. Lemoine, X. Lefebvre, B. Leporcq. "Pressure and

velocity measurements in a compressible flows using iodine fluorescence induced by a single mode laser", 4th Symposium on Experimental and Numerical Flow Visualization of the American Society of Mechanical Engineers, 13 - 18 August 1995.

[48] X. Lefebvre, B. Leporcq. "Simultaneous measurements of pressure, temperature and velocity using laser-induced iodine fluorescence", 1996 ASME Fluids Engineering Division, Summer Meeting. San Diego July 7 - 11, 1996.

[49] F. Lemoine. "Application de la fluorescence induite de l'iode par laser à la mesure de pression. Extension aux principes de la mesure de vitesse", Thèse de Doctorat de l'Université de Paris VI Soutenue le 9 - 12 - 1993.

[50] X. Lefebvre. "Application de la fluorescence induite de l'iode par laser à la mesure simultanée de pression, température et vitesse. Extension aux mesures de pression dans une turbomachine ", Thèse de Doctorat de l'Université de Paris VI en cours de rédaction.

Mesure d'indice de réfraction et de température en phase Doppler.

G. Gouesbet, G. Gréhan et F. Corbin

UMR 6614/CORIA

76130 Mont-Saint-Aignan

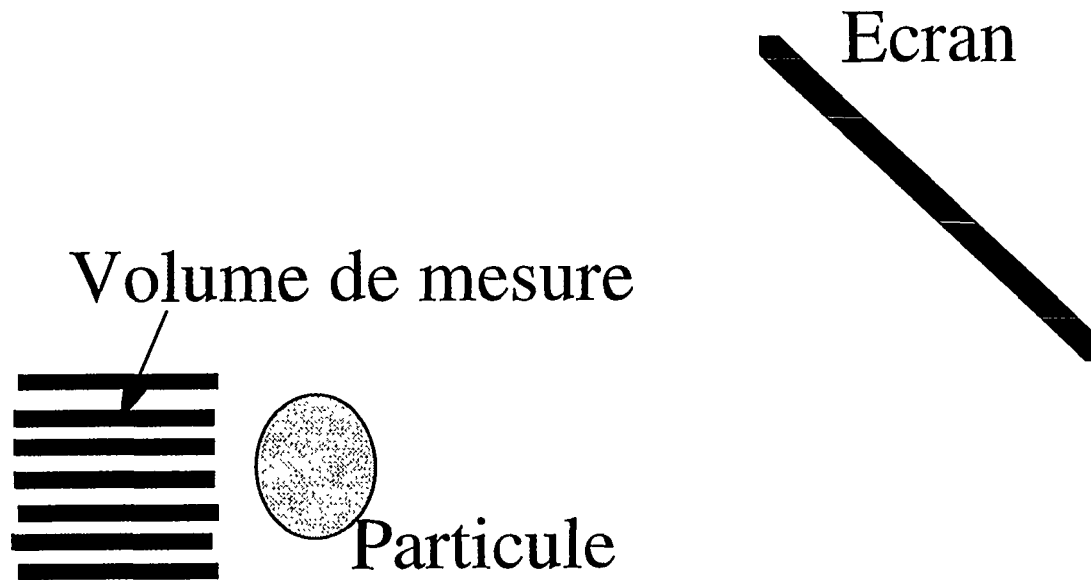
Objectif

- Indice de l'eau à pression ambiante:
20°C --> $m=1.3363$, 100°C --> $m=1.3209$
- Indice du fuel à 10 bar:
20°C --> $m=1.41$, 1700°C --> $m=1.27$
- * Gradient de température, concentration.**
- * Rôle de la forme**

Sommaire

- Phase Doppler: principe et ambiguïté de trajectoire
- Géométrie Double Mode (Dual Mode)
- Géométrie Double Bouffée (Dual Burst)
- Réfractométrie d'Arc-en-ciel

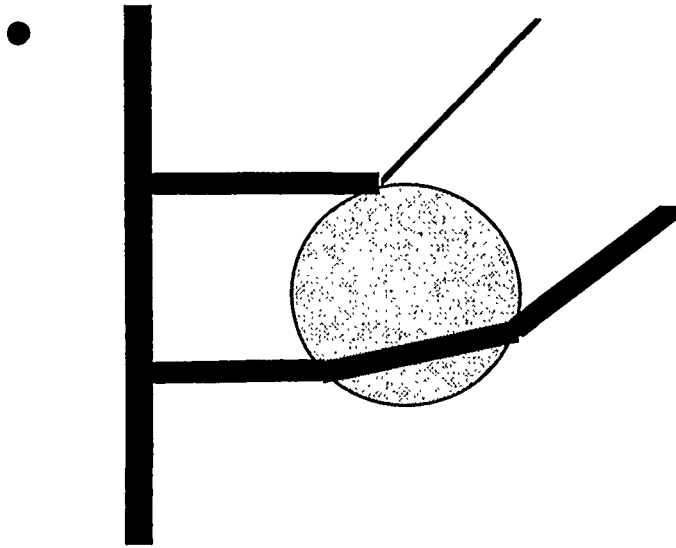
Principe du phase Doppler



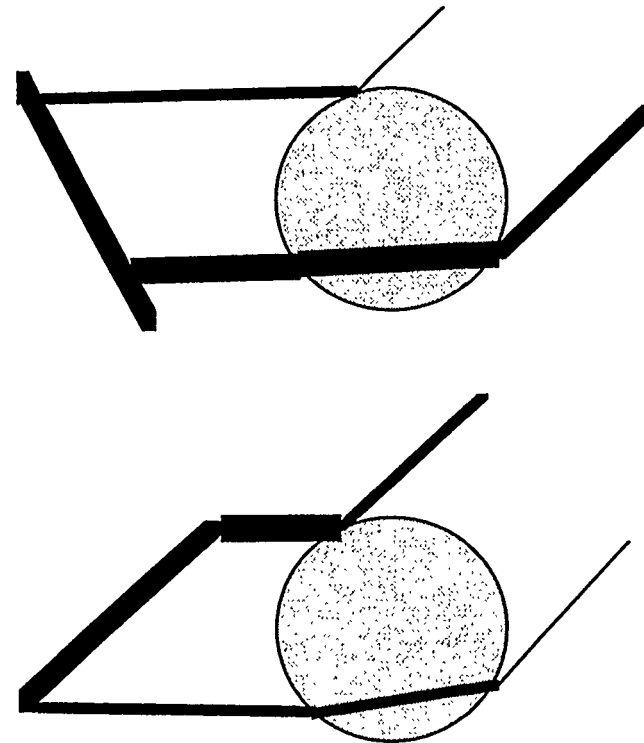
$$P = P_s [1 + v \cos (\Delta \omega t + \Phi)]$$

Ambiguïté de trajectoire

Onde plane

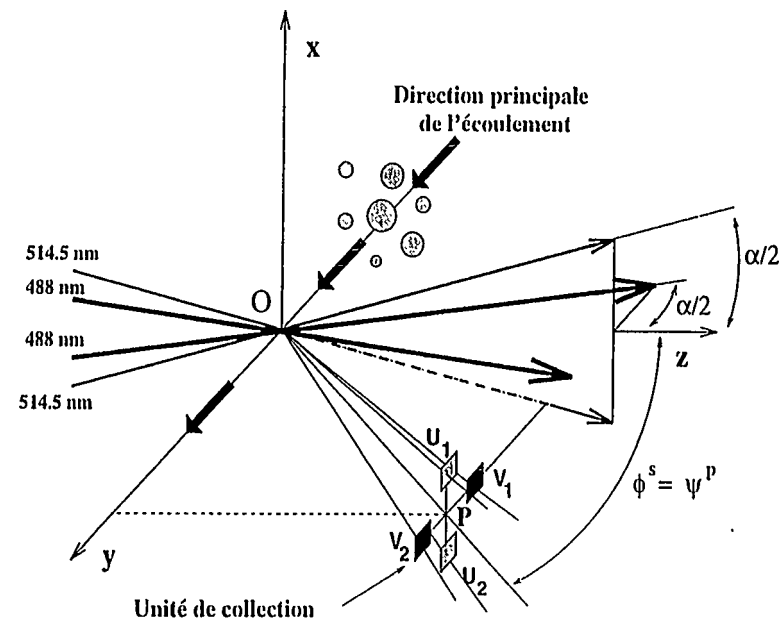


Faisceau gaussien



Double Mode

* Principe



Relation rapport de phase/indice

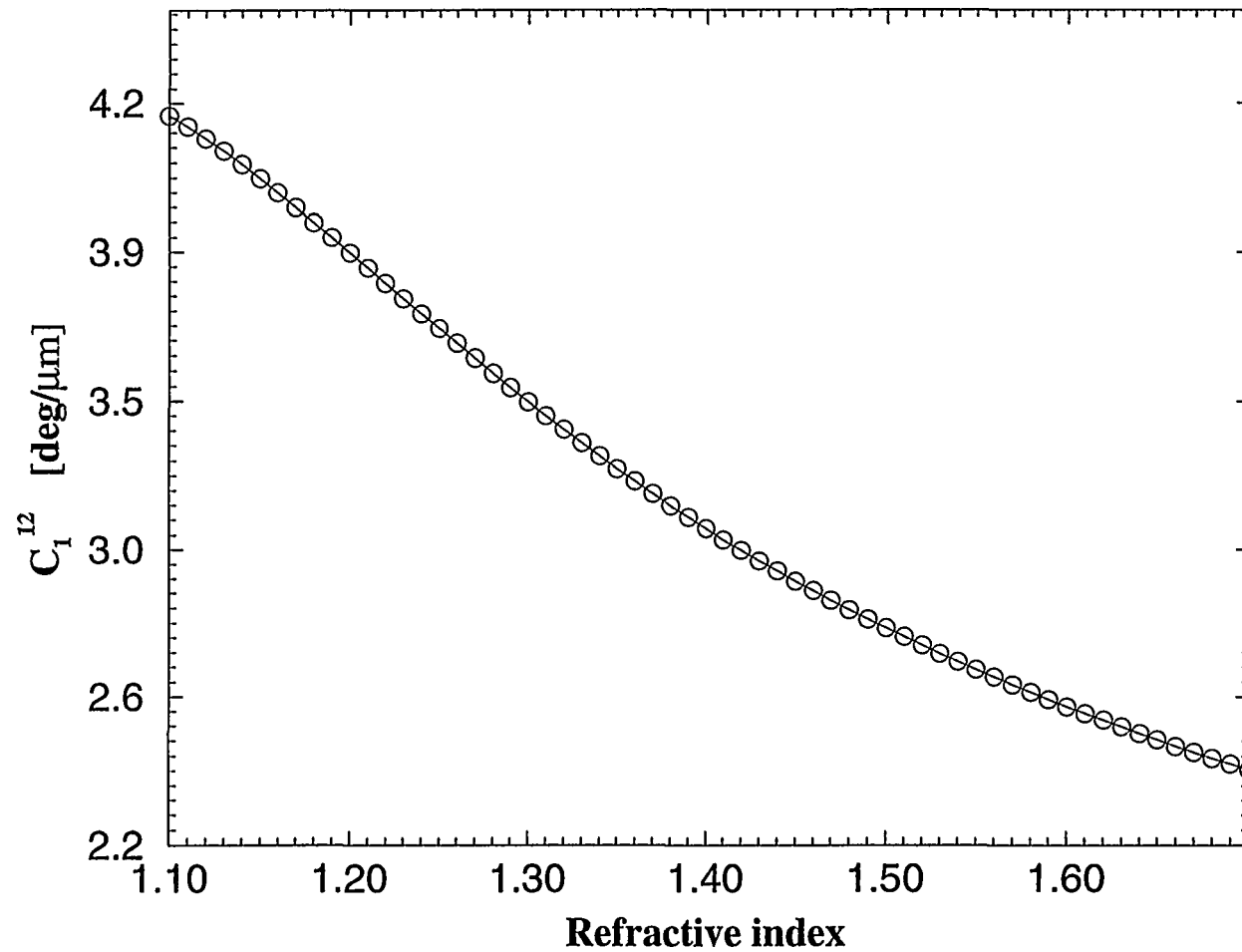
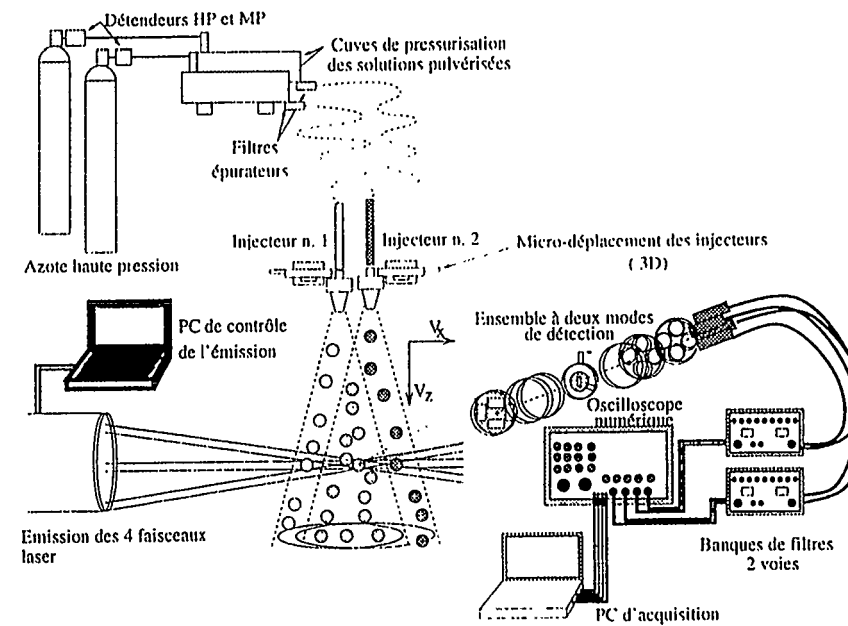
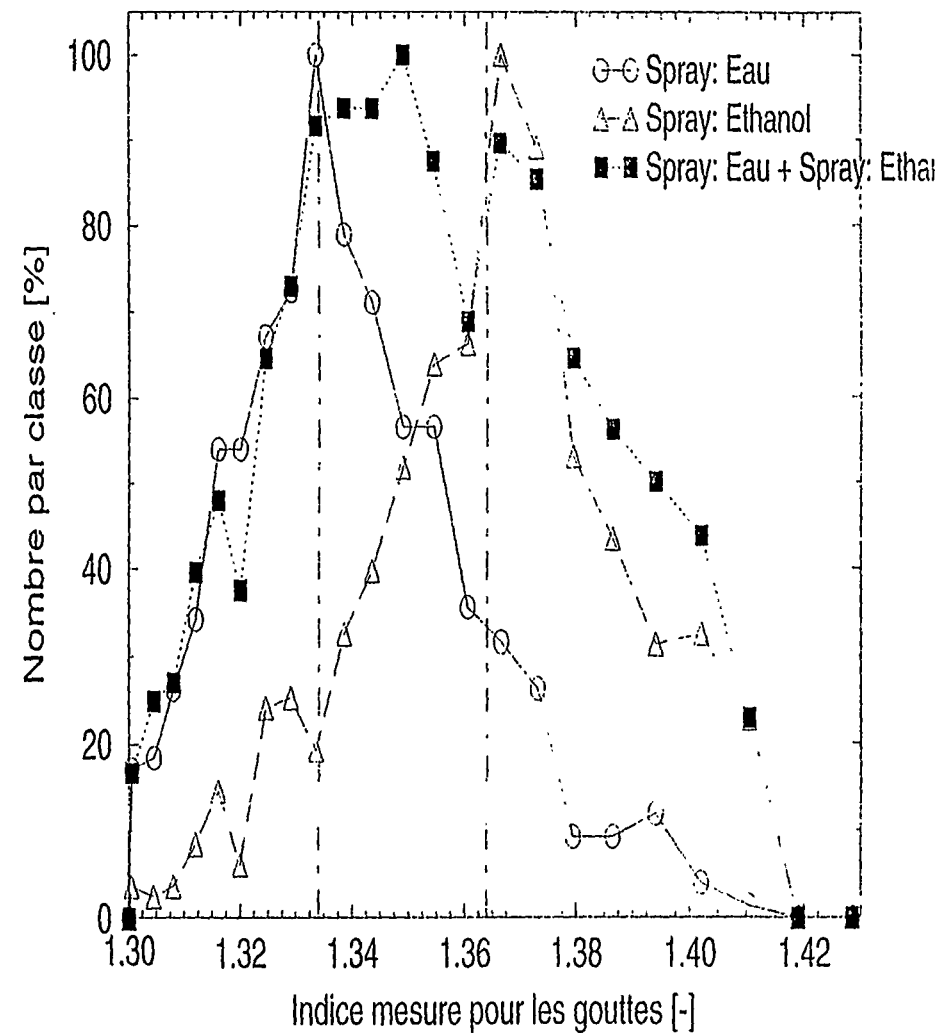


Schéma d'une expérience

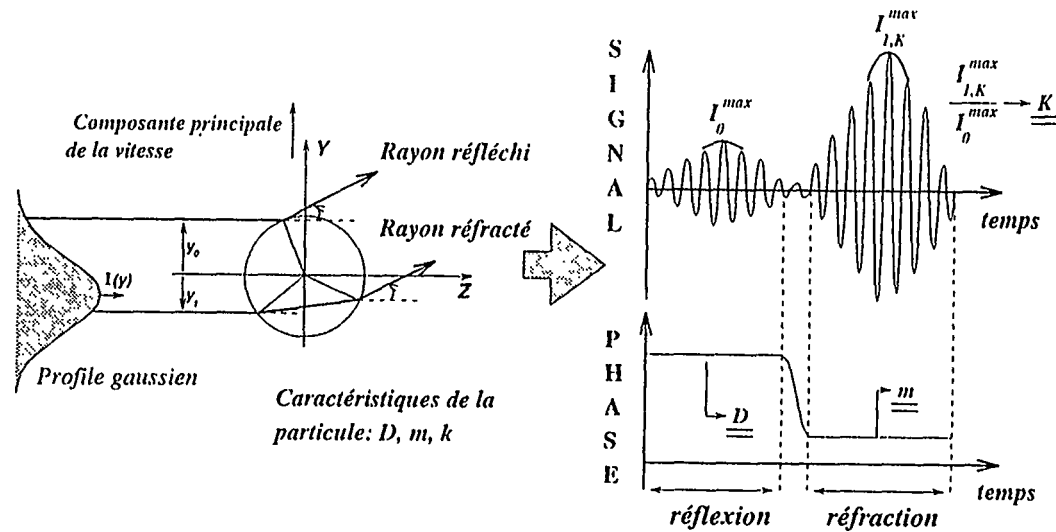


Exemple de résultats

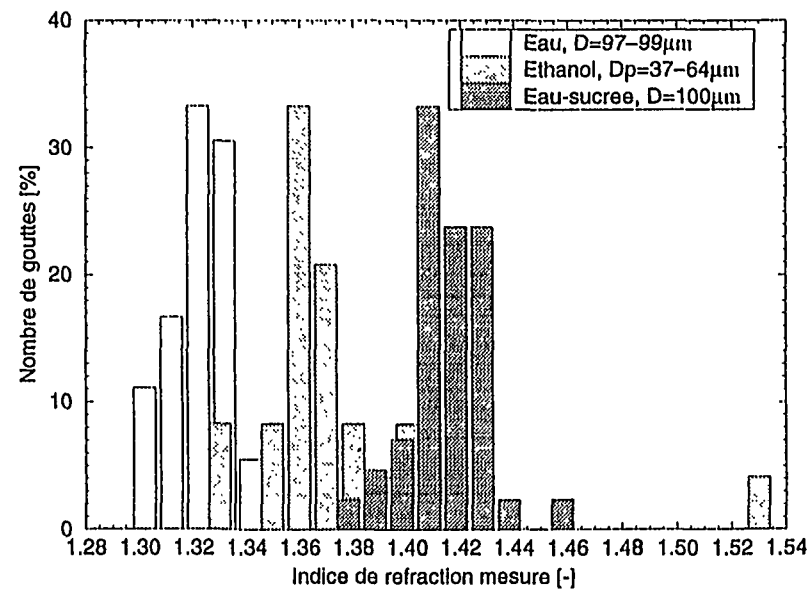


Double Bouffée

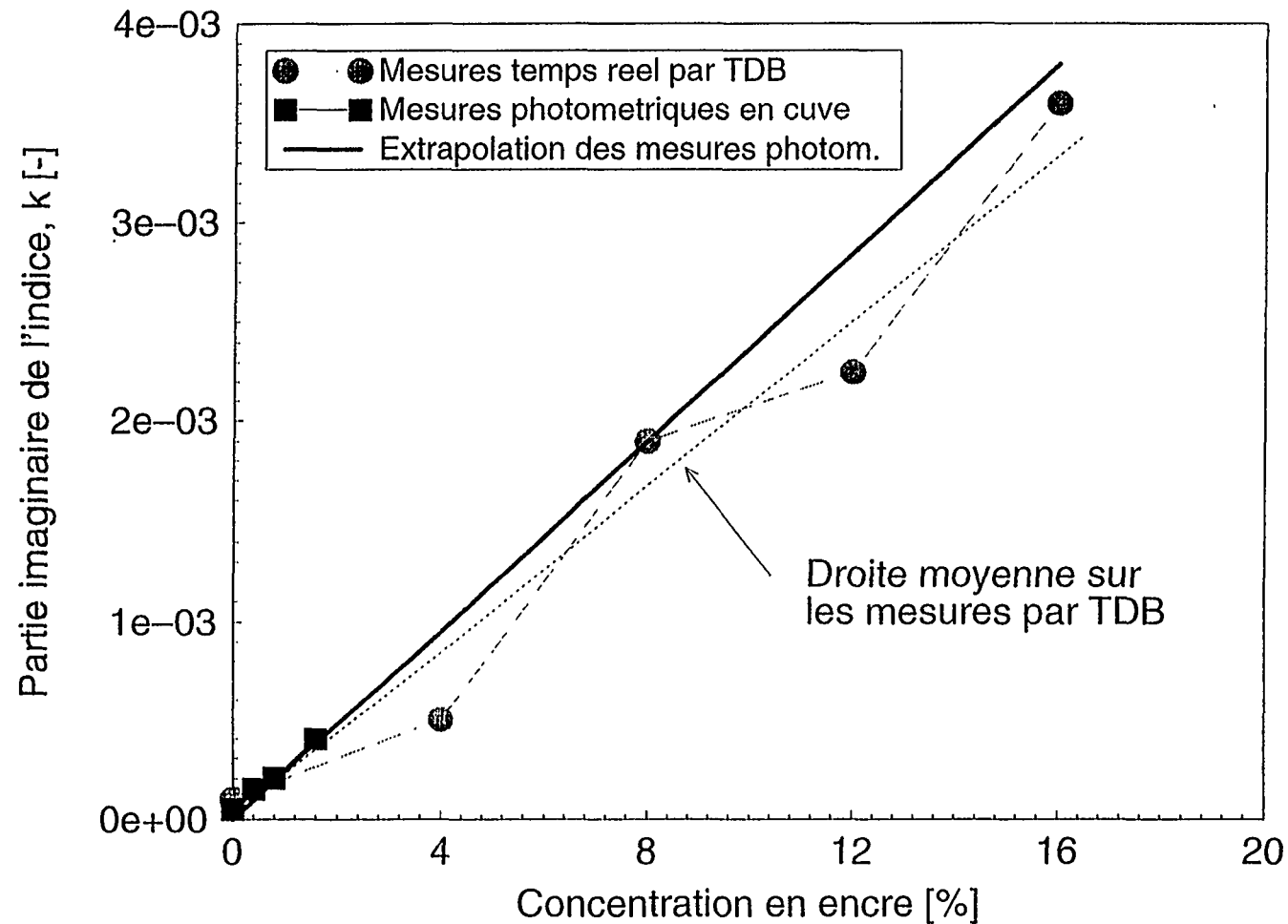
* Principe



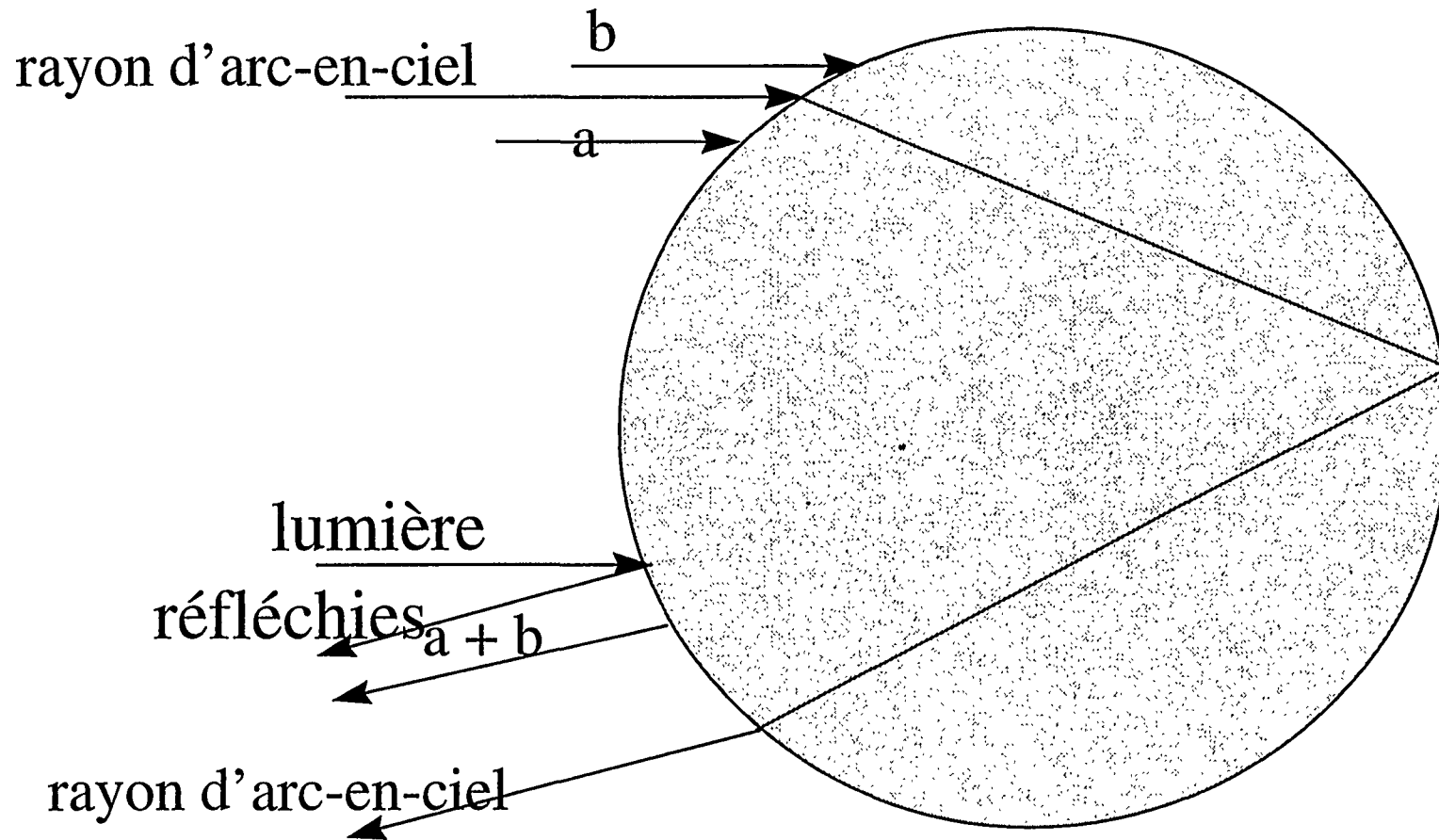
Exemple de mesure d'indice réel



Exemple de mesure d'indice imaginaire

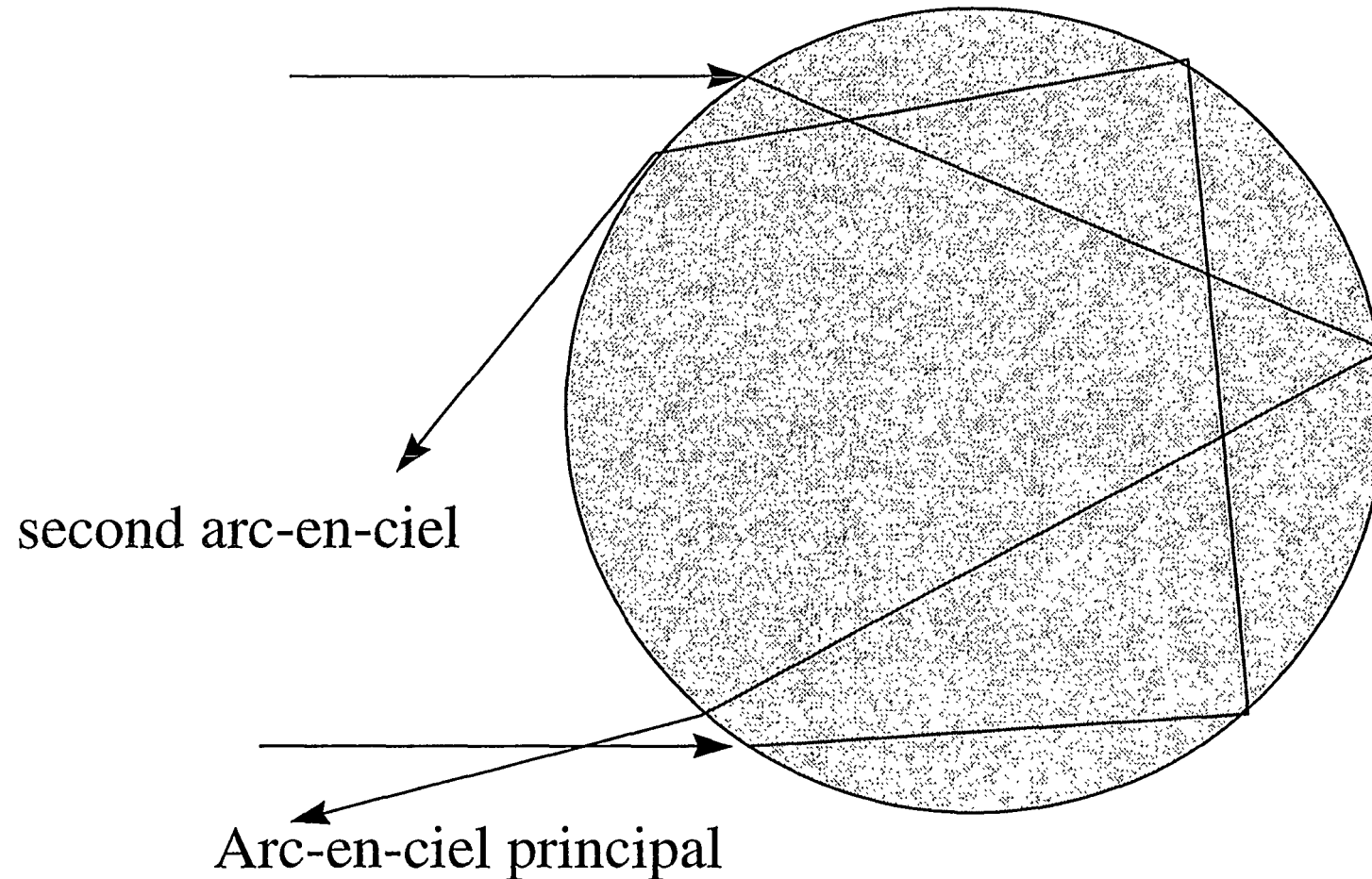


Arc-en-ciel principal



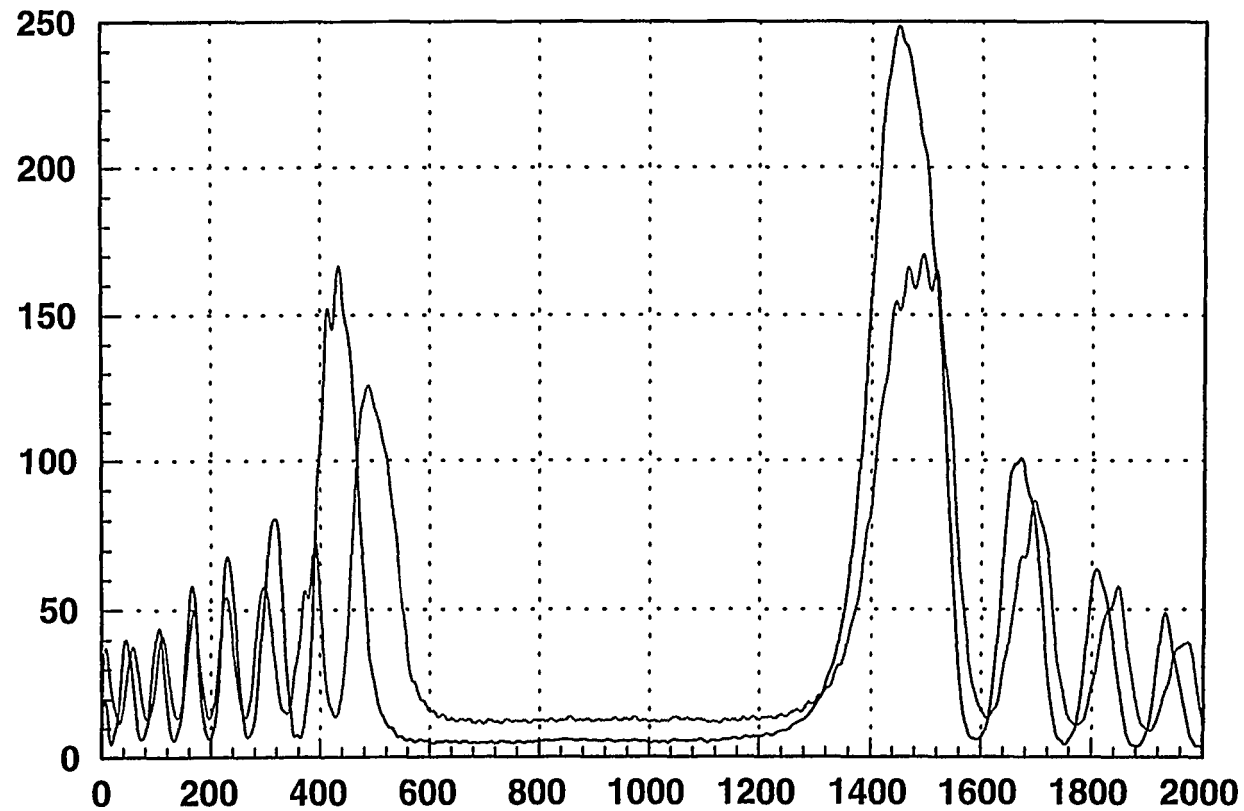
A partir de l'arc-en-ciel principal, la dimension, un indice de réfraction moyen, et une information sur la sphéricité peuvent être obtenus.

Double réfractométrie d'Arc-en-ciel



En mesurant le premier et le second Arc-en-ciel une information sur les gradients internes est obtenue.

Exemple de signaux expérimentaux



Sensibilité à la forme de la particule

- Phase Doppler: peu sensible
- Arc-en-ciel très sensible. Une ellipticité de 1.5 % modifie la mesure d'indice de 0.03 (calcul rigoureux en GLMT pour cylindre).

Conclusion

- PDA Double mode: $\text{Re}(M) \pm 0.01$
- PDA Double Bouffée: $\text{Re}(M) \pm 0.01$ et $\text{Im}(M)$.
- Arc-en-ciel: $\text{Re}(M) \pm 0.0005$ si sphère parfaite, $\text{Re}(M) \pm 0.01$ si ellipticité à mieux que 1%.

Etude expérimentale et numérique des champs de température de particules dans les jets plasmas

par B. SERIO^{*}, R. BOLOT^{*}, V. PINA^{**}

^{*} LERMPS - UTBM - BP 449 - 90010 Belfort

^{**} LEEE - Université Paris X - 1, chemin Desvallières - 92410 Ville d'Avray

RESUME

Ce travail présente l'étude expérimentale et numérique d'une projection de particules d'alumine à la torche à plasma atmosphérique. D'une part, nous avons développé une technique de mesure par thermographie dans l'ultraviolet pour mesurer les champs de température du jet. Et d'autre part, nous avons réalisé la modélisation complète de ce jet. Les champs de température expérimentaux et théoriques sont présentés.

1 - INTRODUCTION

La projection à la torche à plasma est un procédé qui est utilisé pour fabriquer des couches épaisses (de 100 μm à quelques mm). Le plasma d'arc produit dans la torche est utilisé pour fondre le matériau injecté sous forme de poudre dans le dard. Les particules de poudre fondues et accélérées s'écrasent sur la pièce à traiter formant ainsi le revêtement.

Parmi les techniques de diagnostic employées pour étudier les champs de température des particules en projection plasma, nous pensons que la thermographie rapide dans l'ultraviolet est certainement bien adaptée. Les plasmas thermiques de haute pression (voisine de l'atmosphère) considérés dans cette étude présentent une température des espèces lourdes (ions-atomes-molécules) voisine de la température des électrons libres. Ils sont caractérisés par une forte densité électronique, des températures supérieures à 4000 K et des valeurs élevées de la conductivité thermique et de la viscosité [1], [2].

D'autre part, on suppose l'équilibre thermodynamique local établi, et on ne prend pas en compte l'influence des fluctuations du plasma étant donné les faibles temps d'ouverture de la caméra intensifiée utilisée ($100 \text{ ns} < t_0 < 64 \mu\text{s}$); en première estimation, l'écoulement du jet est considéré en équilibre thermique et figé. Notre objectif est d'étudier les champs de température des particules d'alumines projetées à la torche à plasma atmosphérique, plasma constitué d'un mélange d'argon et d'hydrogène. La présence d'hydrogène

augmente la densité énergétique et la conductivité thermique du jet d'où un gain d'efficacité thermique vis à vis du matériau traité.

La modélisation et le diagnostic des jets de plasma d'arc soufflé, tels que ceux utilisés en projection à la torche à plasma sous pression atmosphérique, sont des étapes importantes pour comprendre les phénomènes de transfert impliqués dans le chauffage des particules, et prédire les interactions plasma-particules. Cette étude numérique est réalisée à l'aide du code de calcul PHOENICS.

2 - THERMOGRAPHIE DANS L'ULTRAVIOLET

2.1 GENERALITE

La thermographie optique est actuellement la seule méthode sans contact, qui permette d'obtenir la température de surface d'un objet. Elle est cependant souvent considérée comme une technique d'imagerie qualitative ne permettant d'obtenir qu'une détection des zones chaudes d'une surface.

En effet, les caméras mesurent la luminance d'un objet, et cette luminance dépend de la température de la surface, ainsi que du facteur d'émission du matériau.

Dans le cas des diélectriques, cette émissivité est de l'ordre de 0,9, et en première approximation, les isothermes peuvent être confondues avec les isoluminances données par la caméra.

Par contre, dans le cas des métaux, l'émissivité varie de 0,01 pour les métaux polis comme l'or, à 0,2 pour les aciers [3]. La rugosité et les phénomènes

d'oxydation augmentent ces valeurs dans des proportions difficiles à estimer sans mesure in situ de cette émissivité.

L'idée présentée dans ce travail est d'effectuer la mesure de la température dans l'ultraviolet. Cette mesure à courte longueur d'onde, peu sensible à la variation du facteur d'émission, permet ainsi d'obtenir la température vraie de la surface [4].

Le choix de la longueur d'onde doit être compatible avec le nombre de photons émis par la surface à étudier [5].

2.2 PRECISION DE LA MESURE

Dans une thermographie, nous mesurons la luminance d'une surface.

$$L_{\lambda} = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T_{\lambda}}\right) - 1} \quad (1)$$

avec :

$$C_1 = 1,191062 \cdot 10^{-16} \text{ W/m}^2 \cdot \text{sr}$$

$$C_2 = 1,4388 \cdot 10^{-2} \text{ J/K}$$

T_{λ} , température de luminance (ou température équivalente corps noir)

Dans le cas de l'approximation de WIEN ($\lambda T < 3000 \mu\text{m} \cdot \text{K}$), la température vraie T_v de la surface peut être déterminée à partir de sa température de luminance T_{λ} . La relation qui lie T_v et T_{λ} est :

$$\frac{1}{T_v} - \frac{1}{T_{\lambda}} = \frac{\lambda}{C_2} \ln \varepsilon_{\lambda} \quad (2)$$

avec :

ε_{λ} , facteur d'émission monochromatique

En travaillant à la plus courte longueur d'onde possible, on minimise le second terme de la relation (2) qui donne l'erreur sur la température vraie. De plus, l'avantage de l'utilisation des courtes longueurs d'onde est encore accentué lorsque le matériau a un facteur d'émission élevé. Le facteur d'émission de l'alumine est supérieur à 0,9 pour des températures supérieures à 2300 K [6].

3 - ETUDE SPECTROSCOPIQUE DU JET DE PLASMA AR-H₂, SANS ET AVEC PARTICULES DE POUDRE D'AL₂O₃

Le plasma est un mélange de gaz plus ou moins ionisé : $G \leftrightarrow G^+ + e^-$.

Il est créé et entretenu par apport d'énergie du générateur électrique au mélange de gaz dit plasmagène. L'ensemble générateur et plasma constitue une source de rayonnement de très forte puissance. Le matériau, sous forme de poudre, est introduit dans le plasma où il est partiellement transformé en vapeurs atomiques, et éventuellement ioniques, il est alors excité par les constituants du plasma (G , G^+ et e^-). Il existe alors des phénomènes de désexcitations radiatives des éléments du plasma, ce qui se traduit par la production d'un spectre atomique constitué par un ensemble de raies spectrales caractérisées par leur longueur d'onde maximale et leur intensité. Les raies d'émission des éléments atomiques constituant les particules projetées s'ajoutent à celles du plasma.

Pour optimiser le choix des longueurs d'onde de mesure, nous avons mené une étude spectroscopique préliminaire du jet de plasma seul.

Celle-ci a consisté à enregistrer d'abord le profil axial de plusieurs isochromatiques de luminance d'un jet de plasma d'arc Ar-H₂ avec un spectromètre à réseau JOBIN YVON J38 à grande résolution (2400 traits/mm). Le détecteur associé au spectromètre est un photomultiplicateur HAMAMATSU R372 dont le domaine d'utilisation s'étend de 185 à 730 nm avec une réponse maximum à 340 nm. Un système d'acquisition numérique enregistre les signaux issus du compteur de photons. L'appareillage de détection est étalonné sur une lampe halogène à ruban de tungstène calibrée, simulant la luminance d'un corps noir à 2776 K.

Le spectromètre est placé dans la cabine de projection à environ 30 cm de la flamme. Toutes les expériences sont exécutées dans les mêmes conditions de projection, débits de gaz plasmagène : 40 NL/min d'argon et 13 NL/min d'hydrogène, $I=545 \text{ A}$ et $V=77 \text{ V}$. Le rendement thermique correspondant est d'environ 60 %.

La figure (2) représente les profils axiaux de luminances aux longueurs d'onde 350, 400, 488, 550, et 600 nm obtenus dans les conditions expérimentales de la figure (1). On constate que l'émission du jet est maximum dans le visible et décroît lorsque la longueur d'onde diminue. Le maximum d'émission relevé se situe à 488 nm, ce résultat est représentatif d'une raie d'émission de l'argon Ar I, centrée à 4879.9 Å.

Nous avons ensuite étudié les spectres d'émission du plasma Ar-H₂ sans, puis avec particules de poudre d'alumine. La figure (3) représente le spectre d'émission du jet de plasma d'arc Ar-H₂, en sortie de torche (diamètre de buse : 6 mm) dans le domaine spectral compris entre 350 et 450 nm. Les figures (4) et (5) représentent les

spectres de raies du même jet de plasma en présence de particules d'alumine, respectivement entre 200 et 300 nm et 350 et 450 nm.

En présence d'alumine, le spectre d'émission du jet est très riche en raies (Al I) entre 200 et 280 nm. Par conséquent on choisira des filtres interférentiels centrés à 300 et 400 nm pour les expériences de thermographie rapide dans l'ultraviolet.

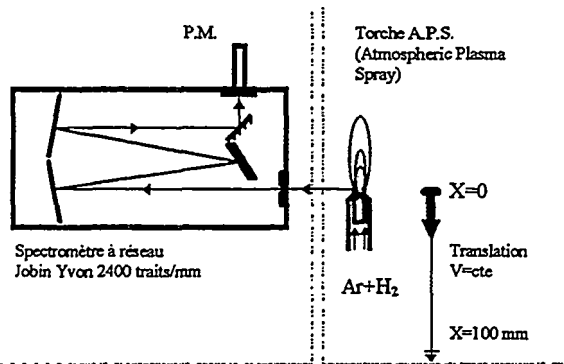


Figure 1 : Dispositif expérimental spectroscopique

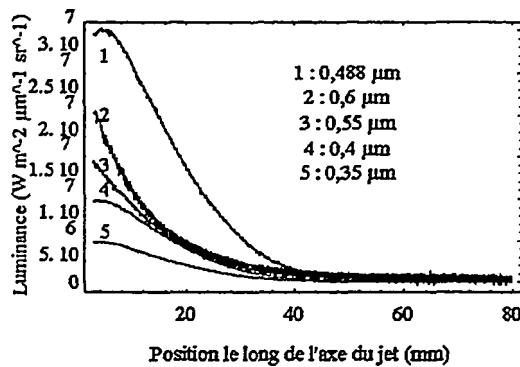


Figure 2 : Profils axiaux des isochromatiques de luminance d'un jet de plasma d'arc Ar-H₂ (40/13 NL/min)

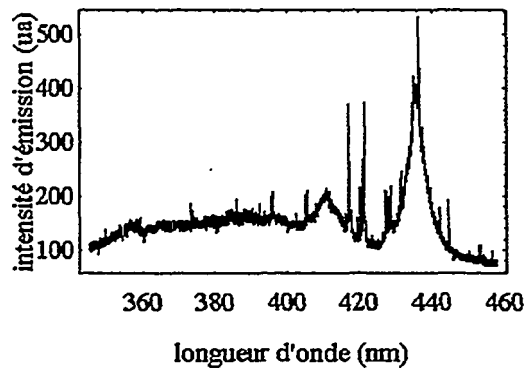


Figure 3 : Spectre d'émission du plasma d'arc Ar-H₂ (40/13 NL/min) entre 350 et 450 nm mesuré à 10 mm en aval de la sortie de torche

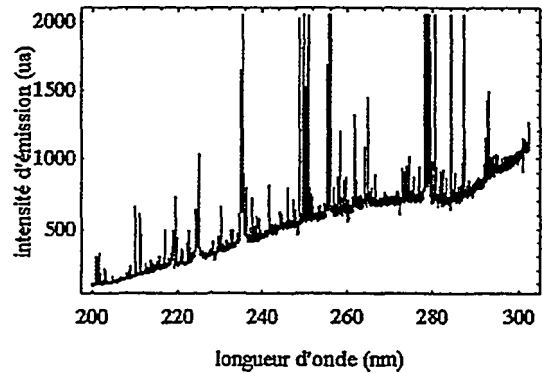


Figure 4 : Spectre d'émission d'un jet de particules d'Al₂O₃ projetées à la torche à plasma d'Ar-H₂ (40/13 NL/min) entre 200 et 300 nm mesuré à 10 mm en aval de la sortie de torche

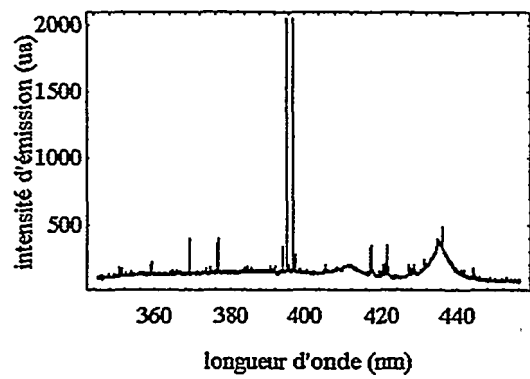


Figure 5 : Spectre d'émission d'un jet de particules d'Al₂O₃ projetée à la torche à plasma d'Ar-H₂ (40/13 NL/min) entre 350 et 450 nm mesuré à 10 mm en aval de la sortie de torche

4 - MESURE DE LA TEMPERATURE

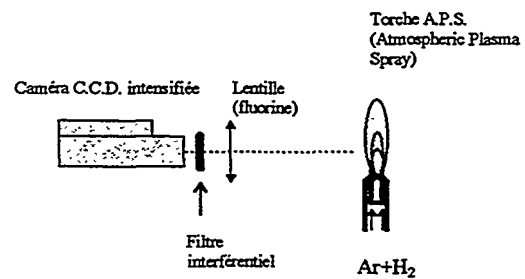


Figure 6 : Schéma de principe de la mesure de température

Les expériences ont été réalisées avec un filtre interférentiel étroit centré à 400 nm.

Notre appareillage de mesure a été étalonné à l'aide d'un corps noir, et d'une lampe halogène à ruban de tungstène.

La figure (7) représente une image d'isoluminances d'une flamme, telle que la voit la caméra.

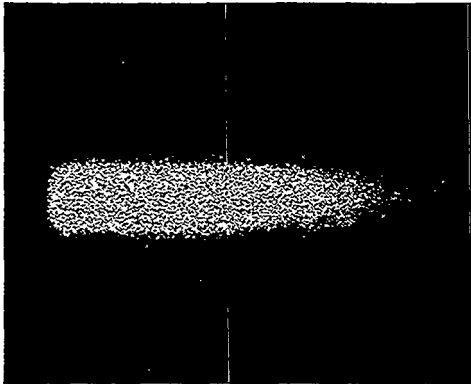


Figure 7 : Image d'isoluminances d'une flamme plasma Ar-H₂ (40/13 l.min⁻¹), contenant des particules d'alumine ($\phi < 36 \mu\text{m}$, 30 g.min⁻¹), temps d'ouverture de la caméra $t_0 = 64 \mu\text{s}$, $\lambda = 0,400 \mu\text{m}$

Les figures (8) et (9) représentent le champ de température et le profil axial de température, de la flamme de la figure précédente. La valeur maximale atteinte par la température est d'environ 2900 °C pour ce type de flamme.

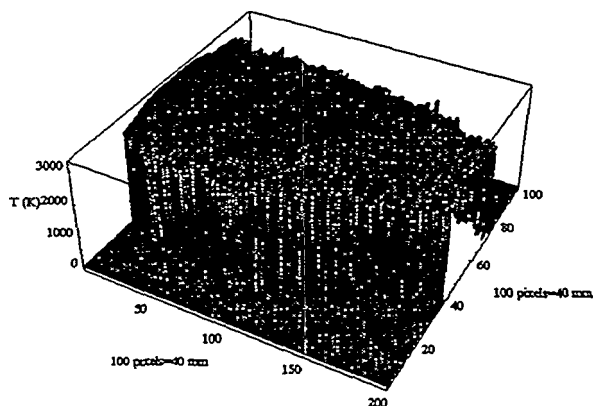


Figure 8 : Image 3D du champ de température de luminance d'une projection d'alumine ($\phi < 36 \mu\text{m}$, 30 g/min), à la torche à plasma d'Ar-H₂ (40/13 NL/min), temps d'ouverture de la caméra $t_0 = 64 \mu\text{s}$, $\lambda = 0,400 \mu\text{m}$

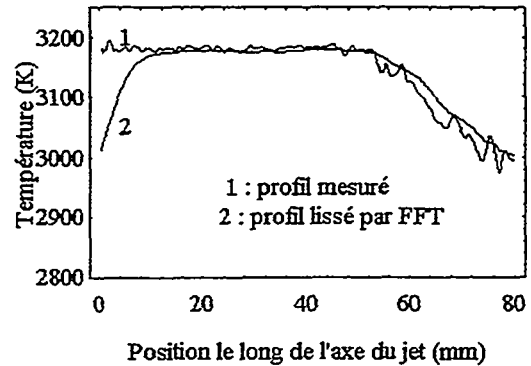


Figure 9 : Profil axial de température de luminance du jet de particules d'alumine ($\phi < 36 \mu\text{m}$, 30 g/min) projetée à la torche à plasma d'Ar-H₂ (40/13 NL/min), $\lambda = 0,400 \mu\text{m}$

5 - MODELISATION

5.1 INTRODUCTION

La modélisation du procédé de projection thermique peut être décomposée en différentes phases : modélisation de l'arc électrique [7-9], calcul des champs de vitesse et de température dans le jet plasma [10-12], calcul des interactions jet - particules [13], calcul des interactions jet - substrat [14] ou calcul des interactions particules - substrat [15]. Dans cette étude, seules la détermination des champs de vitesse et de température et la modélisation des interactions jet - particules seront abordées. Dans ce but, il est nécessaire de connaître les propriétés thermodynamiques et de transport des gaz utilisés lors de la projection. Cette étape est réalisée en déterminant d'abord la composition chimique à l'équilibre du jet, que nous calculons en utilisant une méthode de minimisation de l'énergie de Gibbs. Les propriétés thermodynamiques des espèces individuelles sont prises dans les tables de Gurvich [16].

Nous déterminons ensuite les coefficients de transport en utilisant la théorie cinétique des gaz. En supposant des potentiels d'interaction entre chaque espèce présente dans le mélange, il est possible de déterminer les intégrales de collision entre chaque espèce et d'en déduire les coefficients de transport du mélange (viscosité, conductivité thermique, et conductibilité électrique).

Cette étape préliminaire réalisée, il est maintenant possible de calculer les champs de vitesse, de température, de concentrations dans le jet, par la résolution des équations de Navier - Stokes régissant l'écoulement. Pour résoudre ces équations nous utilisons le code de calculs PHOENICSTM, distribué par la société CHAM. Ce code est basé sur une méthode de résolution aux volumes finis. Il utilise l'algorithme SIMPLEST (dérivé de SIMPLE) pour résoudre les équations. Le calcul du jet est réalisé en

supposant que les particules projetées ne sont pas en quantité suffisante pour influencer les principales caractéristiques du jet de plasma. Nous pouvons alors étudier les interactions entre le jet et les particules : accélération, échauffement, fusion, et vaporisation.

5.2 COMPOSITION DES PLASMAS A L'EQUILIBRE CHIMIQUE

Les figures (10) et (11) présentent la composition chimique, à l'équilibre, du plasma d'air et du mélange composé de 40 NL d'argon pour 13 NL d'hydrogène en fonction de la température à une pression de 1 bar. Lorsque la température augmente, les molécules diatomiques commencent par se dissocier pour donner des espèces monoatomiques, puis s'ionisent, et le milieu devient conducteur. On peut noter que les phénomènes de dissociation et d'ionisation contribuent à une diminution sensible de la masse molaire du gaz dans la mesure où le nombre de moles total augmente pour une masse conservée.

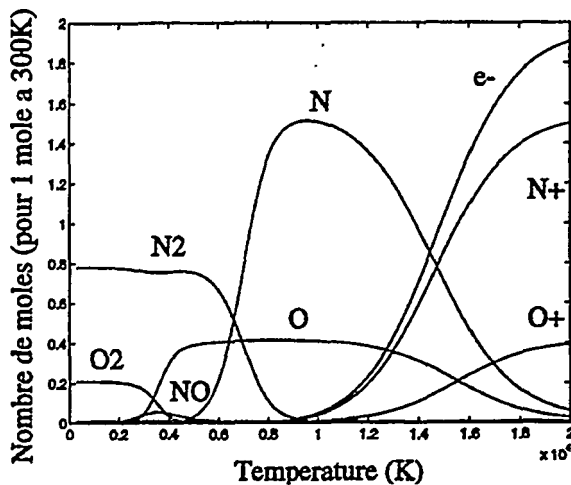


Figure 10 : Composition chimique à l'équilibre du plasma d'air en fonction de la température ($P=0.1\text{MPa}$)

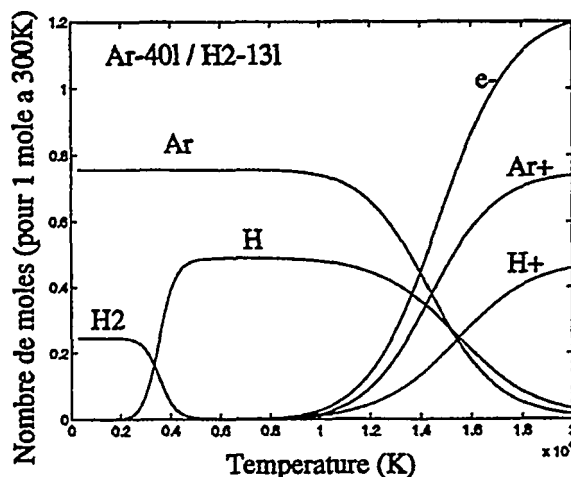


Figure 11 : Composition chimique à l'équilibre du plasma Ar-40NL/H2-13NL en fonction de la température (0.1MPa)

5.3 EXEMPLE DE PROPRIETES THERMODYNAMIQUES D'UN JET PLASMA AR-H₂

La figure (12) présente les évolutions des chaleurs spécifiques à pression constante du plasma d'air et du mélange précédent. Les pics observés correspondent aux différentes réactions de dissociation et d'ionisation. Ils mettent en évidence le fait que pour ces températures, une part importante de l'énergie fournie est utilisée pour dissocier les molécules ou les ioniser plutôt que d'augmenter la température du plasma. Il est donc évident qu'un plasma contenant initialement des espèces diatomiques est plus énergétique qu'un plasma d'argon pur par exemple.

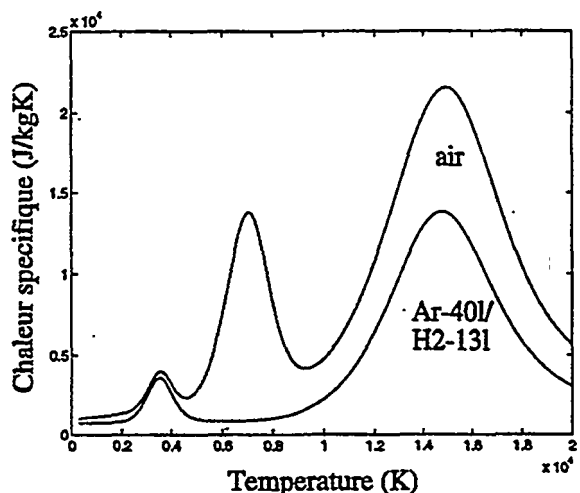


Figure 12 : Chaleur spécifique du plasma d'air et du plasma Ar-40NL/H2-13NL en fonction de la température ($P=0.1\text{MPa}$)

5.4 CALCUL DES CARACTERISTIQUES DU JET PLASMA

Le code de calcul PHOENICS utilise une même formulation pour toutes les équations de transport résolues. Celles-ci peuvent donc être mises sous la forme :

$$\text{div}(\rho \bar{V} \phi - \Gamma_{\phi} \bar{\nabla} \phi) = S_{\phi}$$

où $\bar{V}$ est le vecteur vitesse, ϕ est la variable en question, Γ_{ϕ} est le coefficient d'échange associé à cette variable, et S_{ϕ} est le terme source. En plus des équations de continuité, de quantité de mouvement, d'énergie et celles liées à la turbulence (énergie cinétique de turbulence et son taux de dissipation), nous résolvons également une équation de conservation d'espèce qui nous permet de déterminer la fraction massique du gaz de projection par rapport à celle du gaz entraîné. Cette équation est très importante au niveau de la détermination de la température. Enfin, on rappelle que l'équilibre

thermodynamique local est supposé, et on considère le plasma optiquement fin.

Sommaire des équations résolues:

* équation de continuité

$$\Gamma = 0 \text{ et } S = 0$$

* quantité de mouvement axiale

$$\Gamma_w = \mu_s = \mu + \mu_t$$

$$S_w = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_s \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_s \frac{\partial v}{\partial z} \right)$$

* quantité de mouvement radiale

$$\Gamma_v = \mu_s = \mu + \mu_t$$

$$S_v = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_s \frac{\partial w}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_s \frac{\partial v}{\partial r} \right) - 2 \mu_s \frac{v}{r^2}$$

* enthalpie

$$\Gamma_h = \frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t}$$

$$S_h = v \frac{\partial P}{\partial r} + w \frac{\partial P}{\partial z}$$

$$+ \mu_s \left[\left(\frac{\partial w}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + 2 \left(\frac{v}{r} \right)^2 \right]$$

* fraction massique de gaz de projection

$$\Gamma_y = \frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_t}{Sc_t}$$

$$S_y = 0$$

* énergie cinétique de turbulence

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}$$

$$S_k = G - \rho \epsilon$$

* taux de dissipation de l'énergie cinétique de turbulence

$$\Gamma_\epsilon = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon}$$

$$S_\epsilon = \frac{\epsilon}{k} (C_1 G - C_2 \rho \epsilon)$$

avec

$$G = \mu_t \left[\left(\frac{\partial w}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + 2 \left(\frac{v}{r} \right)^2 \right]$$

et

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon}$$

Table 1 : Constantes utilisées (modèle k-ε standard)

C_μ	C_1	C_2	Pr_t	Sc_t	σ_k	σ_ϵ
0.09	1.44	1.92	0.9	0.9	1	1.3

5.5 CONDITIONS EN SORTIE DE BUSE

Dans cette étude comme dans les précédentes [12-14], nous avons supposé des profils d'enthalpie et de vitesse axiale en sortie de tuyère de la forme :

$$\phi(r) - \phi_w = (\phi_{cl} - \phi_w) \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^n \right]$$

avec n=4.

Les profils que nous obtenons sont beaucoup plus plat pour la température que pour la vitesse. Ces résultats sont en accord avec ceux de BOUVIER et al. dans le cas d'un plasma d'azote [9].

La figure (13) présente les profils de température suivant l'axe pour différentes positions radiales. Le modèle de turbulence (k-ε) standard a été utilisé. On remarque la présence d'importants gradients dans la zone du coeur du jet. Par contre pour des positions axiales supérieures à 50 mm, la décroissance est beaucoup plus régulière, et tend vers 2000 K à une distance de l'ordre de 100 mm.

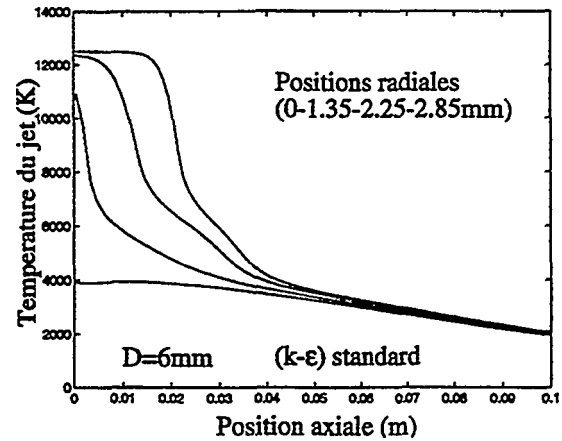


Figure 13 : Profils axiaux de température du jet pour différentes positions radiales

La figure (14) présente les profils radiaux de température obtenus pour le même cas. La spécification des conditions de sortie en terme d'enthalpie plutôt que de température, mène à un profil radial de température très plat en sortie de torche. Néanmoins, la forme du profil est rapidement altérée lorsqu'on se situe à des distances axiales supérieures. En fait, les formes quelques peu atypiques des profils radiaux sont dues aux variations importantes de chaleur spécifique, liées à l'entraînement d'air dans le jet : une part importante de l'énergie du jet est utilisée pour dissocier les molécules d'air entraînées.

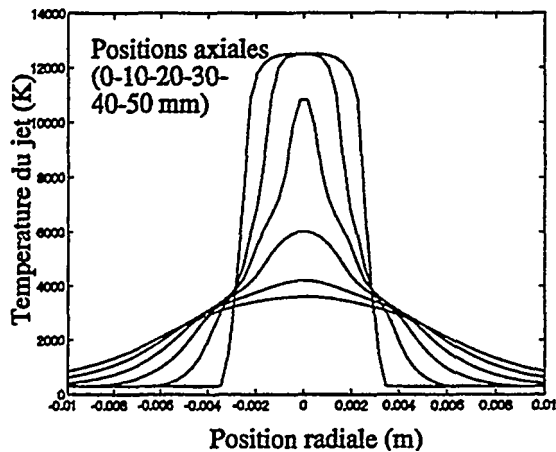


Figure 14 : Profils radiaux de température dans le jet pour différentes positions axiales

5.6 CALCUL DES INTERACTIONS JET - PARTICULES

Le calcul des interactions jet - particules est réalisé en considérant les transferts de quantité de mouvement et de chaleur, et en supposant que les particules sont sphériques. Au niveau de la dynamique, seule la force de traînée est prise en compte. Pour la modélisation des transferts de chaleur jet - particules, nous prenons en compte l'influence du rayonnement de la particule et celle de la vaporisation en surface. Au niveau des corrélations utilisées pour le coefficient de traînée et le nombre de Nusselt, nous avons utilisé les modèles standards. Les propriétés de transport ont été intégrées entre la température de surface de la particule et la température locale du jet [17,18]. On obtient ainsi les équations suivantes :

$$\frac{dV_p}{dt} = \frac{18\bar{\mu}}{D^2\rho_p} (\bar{V}_g - V_p) F_1$$

$$\frac{dW_p}{dt} = \frac{18\bar{\mu}}{D^2\rho_p} (\bar{W}_g - W_p) F_1$$

$$\frac{dH_p}{dt} = \frac{12\bar{\lambda}}{D^2\rho_p} (T_g - T_p) F_2 F_3 - \frac{6\varepsilon_p\sigma}{D\rho_p} (T_p^4 - T_0^4)$$

où

$$F_1 = 1 + 0.15 Re_D^{0.687} + \frac{0.42 Re_D}{24(1 + 42500/Re_D^{1.16})}$$

et

$$F_2 = 1 + 0.3 Re_D^{1/2} Pr^{1/3}$$

F1 et F2 représentent les déviations par rapport au cas de laminarité et de conduction thermique pure.

$$F_3 = \ln(1 + X)/X$$

F3 représente l'effet de vaporisation de la particule [19]. La variable X est définie par l'expression suivante :

$$X = \Delta H_{V(T_g \rightarrow T_s)} / \Delta H_{liq \rightarrow vap}$$

La valeur de l'enthalpie de vaporisation de l'alumine a été prise dans [17-19] alors que l'évolution de l'enthalpie de la vapeur d'alumine en fonction de la température a été prise dans [17].

Les nombres de Reynolds et de Prandtl sont également calculés en fonction des propriétés intégrées :

$$Re_D = \frac{\bar{\rho} V_g D}{\bar{\mu}} \text{ et } Pr = \frac{\bar{\mu} \bar{C}_p}{\bar{\lambda}}$$

La vitesse relative absolue jet - particule est définie par la relation suivante :

$$V_R = \sqrt{(v_g - v_p)^2 + (w_g - w_p)^2}$$

Les figures (15) et (16) présentent les évolutions des chaleurs spécifiques intégrées et des conductivités thermiques intégrées entre la température de vaporisation de l'alumine (3800 K), et la température T du plasma.

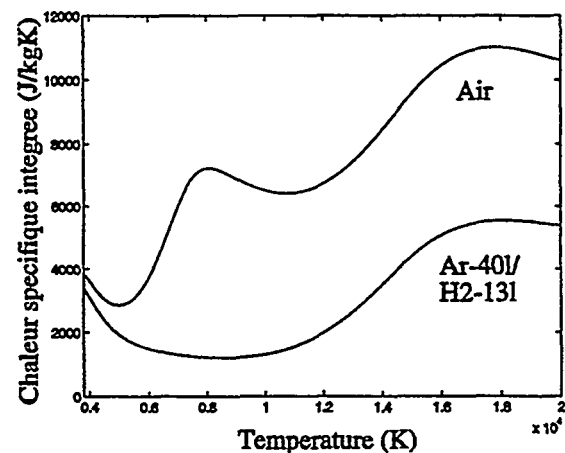


Figure 15 : Chaleur spécifique intégrée entre $T_b=3800K$ et T , en fonction de la température ($P=0.1MPa$)

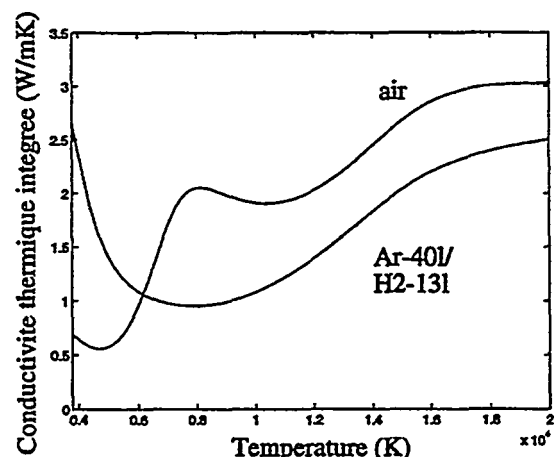


Figure 16 : Conductivité thermique intégrée entre $T_b=3800K$ et T , en fonction de la température ($P=0.1MPa$)

La figure (17) présente l'évolution de la vitesse des particules d'alumine suivant l'axe, en fonction de leur taille. Les particules de taille inférieure à $60\text{ }\mu\text{m}$ possèdent une vitesse supérieure à celle du plasma à une distance axiale de 100 mm , ce qui n'est pas le cas des plus grosses particules, qui sont toujours en phase d'accélération.

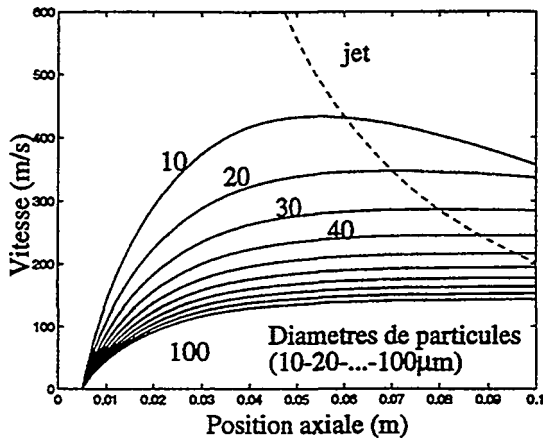


Figure 17 : Evolution des vitesses axiales de particules d'alumine injectées dans le jet pour différents diamètres

La figure (18) représente l'influence de la taille des particules sur leur vitesse, à une distance de 100 mm . On voit nettement que la vitesse de la particule décroît avec son diamètre. Il est néanmoins nécessaire de préciser que la vitesse des petites particules est sûrement quelque peu surestimée, dans la mesure où l'effet Knudsen n'a pas été pris en compte dans cette étude. Cet effet tend à diminuer la vitesse des particules les plus petites, et est significatif pour les particules de taille inférieure ou égale à $20\text{ }\mu\text{m}$.

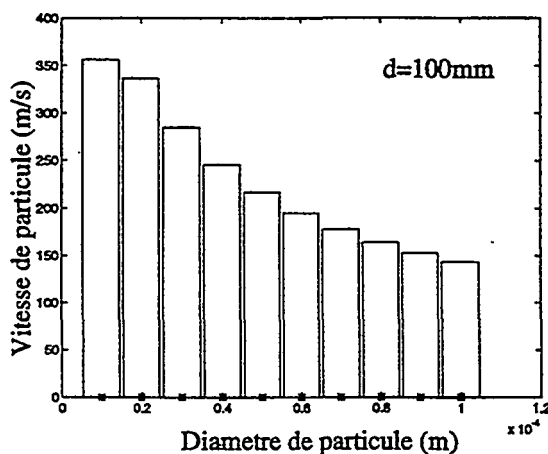


Figure 18 : Vitesse des particules d'alumine à une distance axiale de 100 mm pour différents diamètres

La figure (19) présente l'influence de la taille des particules sur l'échauffement qu'elles subissent. Les

particules les plus petites semblent atteindre la température de vaporisation de l'alumine, ce qui n'est pas le cas des particules de taille supérieure à $20\text{ }\mu\text{m}$. Les particules de taille supérieure à $60\text{ }\mu\text{m}$ ne semblent pas être complètement fondues à 100 mm . En fait, le taux de liquéfaction atteint par la particule de taille $100\text{ }\mu\text{m}$ est de l'ordre de 5% , ce qui explique le fait que l'on utilise généralement des poudres de granulométrie plus faible lors de la projection d'alumine ou d'autres céramiques. Les particules les plus petites étant en phase de refroidissement, leur ressolidification devrait avoir lieu au delà de 120 mm . On peut également se rendre compte que plus la particule est petite, plus son refroidissement est rapide.

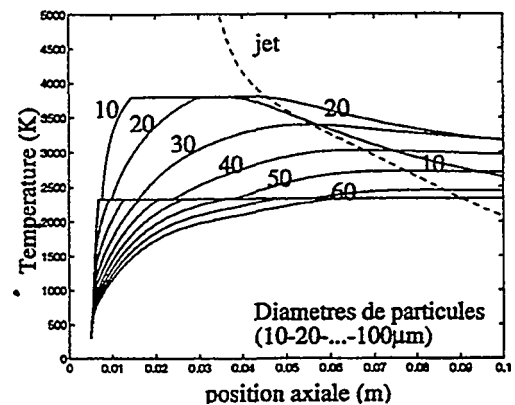


Figure 19 : Evolution des températures de particules d'alumine injectées dans le jet pour différents diamètres

La figure (20) présente l'influence de la taille de la particule sur sa température, à une distance axiale de 100 mm . Seules les particules de taille inférieure ou égale à $60\text{ }\mu\text{m}$ possèdent une température supérieure à leur température de fusion.

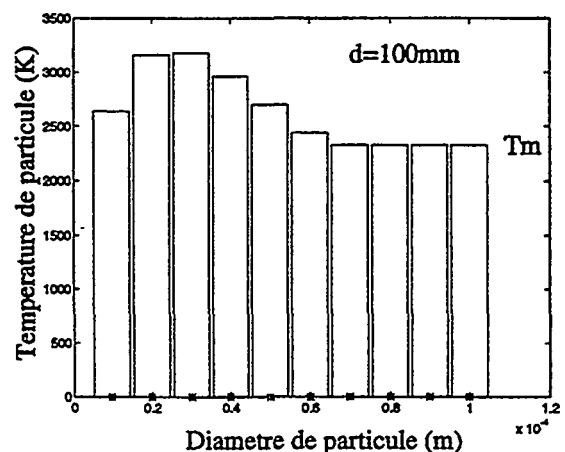


Figure 20 : Température des particules d'alumine à une distance axiale de 100 mm pour différents diamètres

6 - CONCLUSION

L'étude théorique permet de se rendre compte de différents phénomènes qui peuvent expliquer partiellement la bonne ou la mauvaise qualité d'un dépôt (présence d'infondus...). Nos premiers résultats expérimentaux ne nous permettent pas d'établir une corrélation complète avec l'étude numérique réalisée.

L'étude spectroscopique a montré que la luminance du jet de plasma sans particule diminue avec la longueur d'onde. Nous envisageons donc d'effectuer prochainement des mesures thermographiques à plus courte longueur d'onde (0,3 μm au lieu de 0,4 μm). Ces nouvelles mesures nous permettront alors d'établir la corrélation entre modèle et expérience.

Le modèle présenté a été utilisé avec succès dans [13], où la comparaison des vitesses mesurées et calculées en fonction du diamètre de particule à une position axiale de 100 mm pour une poudre de fer est très bonne. La prise en compte de l'effet Knudsen [17-18] devrait de plus améliorer les résultats pour les plus petites particules.

REFERENCES

- [1] BOULOS (M.L.), FAUCHAIS (P.), et PFENDER (E.). - Thermal plasma fundamentals and applications. Plenum Publishing corporation NewYork, 1994, vol 1.
- [2] FAUCHAIS (P.), et COUDERT (J.F.). - Mesures de température dans les plasma thermiques. Revue Générale de thermique, 1996, vol. 35, n°413, p. 324-337.
- [3] HERVE (P.). - Influence de l'état de surface sur le rayonnement thermique des matériaux solides. Thèse de doctorat d'état, Université de Paris VI, 23/11/77.
- [4] PINA (V.). - Mesure de température de bandes de cisaillement adiabatique dans les alliages de titane. Thèse de doctorat, Université de Paris X, 11/03/97.
- [5] HERVE (P.). - Brevet, Pyrométrie ultraviolet, 1998, n° 8803874.
- [6] ANFINIMOV (N.A.), et al. - Analysis of mechanisms and the nature of radiation from aluminium oxide in different phase states in solid rocket exhaust plumes. AIAA 28th Thermophysics Conference, 6/9 juillet 1993, Orlando
- [7] MURPHY (A.B.), et KOVITYA (P.). - *J. Appl. Phys.*, 1993, vol. 73, n°10, p. 4759.
- [8] SCOTT (D.A.), KOVITYA (P.), et HADDAD (G.N.). - *J. Appl. Phys.*, 1989, vol. 66, n°11, p. 5232.
- [9] BOUVIER (A.), DELALONDRE (C.), SIMONIN (O.), et BRILHAC (J.F.). - Note interne EDF n°95NM00013, 1995.
- [10] DILIWARI (A.H.), SZEKELY (J.), et WESTHOFF (R.). - *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 1990, vol. 10, n°4, p. 501.
- [11] DILIWARI (A.H.), et SZEKELY (J.). - *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 1987, vol. 7, n°3, p. 317.
- [12] BOLOT (R.), CODDET (C.), et IMBERT (M.). - *in proc. of the UTSC'97*, Ed. C. Berndt, ASM Int, Indianapolis, 1997, p. 549.
- [13] PLANCHE (M.P.), BOLOT (R.), LANDEMARRE (O.), et CODDET (C.). - accepté pour publication, ITSC'98, Nice, 1998.
- [14] BOLOT (R.), IMBERT (M.), et CODDET (C.). - accepté pour publication, ITSC'98, Nice, 1998.
- [15] MONTAVON (G.), FENG (Z.Q.), CODDET (C.), et DOMASZEWSKI (M.). - *in proc. of the UTSC'97*, Ed. C. Berndt, ASM Int, Indianapolis, 1997, p. 627.
- [16] GURVICH (L.V.), VEYTS (I.V.), ALCOCK (C.B.). - Thermodynamic Properties of Individual Substances, Fourth Edition, vol. 1, Hemisphere Publishing Corporation, 1989.
- [17] VARDELLE (A.). - Thèse de doctorat d'état, Université de Limoges, 1987.
- [18] VARDELLE (M.), VARDELLE (A.), FAUCHAIS (P.), et BOULOS (M.L.). - *AIChE Journal*, 1983, vol. 29, n°2, p. 236.
- [19] BORGIANNI (C.), CAPITELLI (M.), CRAMAROSSA (F.), TRIOLO (L.), et MOLINARI (E.). - *Combust. flame*, 1969, vol. 13, p. 181.

Measurement and determination of temperatures and concentrations of hot exhaust gases with FTIR emission spectroscopy

Jörg Heland and Klaus Schäfer

*Fraunhofer Institute for Atmospheric Environmental Research (IFU)
Kreuzeckbahnstrasse 19, 82467 Garmisch-Partenkirchen, FRG*

Abstract.

Passive FTIR emission spectroscopy using a commercial instrument and a line-by-line retrieval software developed at the IFU has been applied to determine the temperature and concentrations of CO₂, H₂O, CO, N₂O, CH₄, NO, NO₂, SO₂, and HCl of various hot gas emission sources, such as industrial and small building smoke stacks, aircraft engines, flares, and forest fires. The retrieval process for homogeneous and layered plumes is being described, and selected applications are discussed.

1 Introduction

Fourier-transform infrared spectroscopy as a multi-component path integrating measurement technique for the detection of i.r. active gaseous species is widely used for qualitative and quantitative analytical tasks, either in the laboratory or for field applications /Griffith and de Haseth 1986, Finlayson-Pitts and Pitts 1986/.

However, for most applications the active FTIR measurement mode using an artificial (globar) or natural (sun) i.r. source is used. In the case of homogeneous gas mixtures the absorption spectra are commonly evaluated using reference spectra of single gas species taken with the same instruments or from spectral libraries. In case of inhomogeneously layered measurement paths, e.g. from solar spectra, the spectra have to be numerically modelled using molecular spectral databases. In most cases the emitted thermal radiation of the gases can be neglected and the Beer-Lambert law can be applied for the evaluation of absorption spectra.

In case of passive FTIR emission spectroscopy the thermal radiation of the molecules in the gas mixture is detected, thus the source of radiation is the warm gas itself. For the evaluation radiometrically calibrated instrumental spectra are required and reliable molecular spectral data at elevated temperatures are needed for the numerical simulation of synthetic spectra.

Since, together with high temperature spectral data, spectrometers with sufficient speed, stability, and spectral resolving power became available, FTIR emission spectroscopy is being applied for the analysis of exhaust gases. Since 1991 the Fraunhofer Institute for Atmospheric Environmental Research has applied and evaluated this technique for the analysis of gases from e.g. industrial smoke stacks and flares, aircraft or industrial turbines, and forest fires. Investigations of volcano plumes, atmospheric emission spectra, and measurements on board of aircraft or spacecraft are under consideration.

2 Experimental setup and instrumentation

The basic experimental setup for FTIR emission measurements is shown in Fig. 1. The IR emission from the background is modified as it traverses through the different hot layers of a plume and the foreground. Although the most significant signatures in the emission spectra are due to the hottest part of the exhausts the radiative transfer through the different gas layers has to be taken into account explicitly.

The used K300 spectrometer is an industrial double-pendulum Michelson-interferometer working with unapodized spectral resolutions up to 0.06 cm^{-1} in a wavenumber range between 700 and 4000 cm^{-1} . The diameter of the telescope is 15 cm with an aperture of 3 mrad. More technical details of the instrument are given in Tab. 1 and in *Jaacks and Rippel 1989*.

Most of the experiments are performed with unapodized resolutions of 0.2 cm^{-1} , which is near to the line width of the molecules under atmospheric conditions. Typically 30-50 double-sided interferograms are co-added to obtain one spectrum of the exhaust gas. This corresponds to a measurement time of about 2 minutes including the time for the data storage on a PC. Radiometrical calibration of the spectra were made with a commercial backbody from Raytek, CA, Model B15BB4000V2.

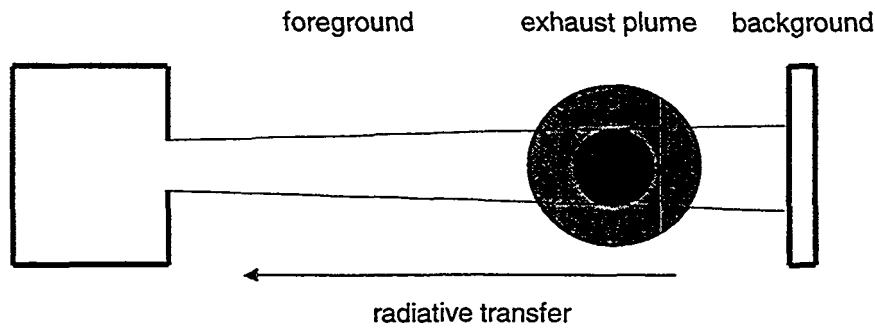


Figure 1:
Principle setup for FTIR
emission measurements.

Principle	Double pendulum Michelson interferometer
Size of body of spectrometer	$54 \times 54 \times 46 \text{ cm}^3$
Weight	approx. 85 kg
Optics	$\phi_{\text{Tel}} = 15 \text{ cm}$; aperture: 3 mrad
Detectors	InSb and MCT (Joule-Thomson cooling with N_2)
Spectral regions	InSb: $1800\text{--}4500 \text{ cm}^{-1}$, MCT: $700\text{--}4500 \text{ cm}^{-1}$
Beam splitter	KBr
Resolution	0.06 to 10 cm^{-1} , unapodized
Blackbody reference source	$20\text{--}300^\circ\text{C}$, B15BB4000V2, Raytek, CA

Table 1: Technical data of the used K300 spectrometer from Kayser-Threde GmbH, FRG.

3 Background and basic theory

3.1 Radiative transfer

To simulate the FTIR emission spectra of inhomogeneous hot gases one has to divide the optical path into discrete homogeneous layers in which local thermodynamic equilibrium can be assumed (see Fig. 1). In case of an optical thick gas ($\tau = 0$), the intensity I of the thermal radiation at the wavenumber σ is that of a blackbody at the same temperature /Goody and Yung 1989/, i.e. the Planck function $B(\sigma, T)$ in $\text{W}/(\text{sr}\cdot\text{cm}^2\cdot\text{cm}^{-1})$.

Taking into account that the change of the incoming radiation along its way dI/ds is not only a decrease with $-\beta \times I$ but also an increase with $+\beta \times B(\sigma, T)$ (the thermal radiation emitted by the absorber), one can write for the monochromatic radiative transfer equation without scattering

$$\frac{dI}{ds} = -\beta \times I + \beta \times B, \quad (1)$$

where β is the volume-absorption-coefficient which includes the gas concentrations and the path lengths.

Using the transmission $\tau = \exp(-u)$ with the optical depth $u = -\int \beta ds$, one gets the integral form of the radiative transfer equation

$$I = \tau I_0 + \int_{\tau}^1 B d\tau \quad (2)$$

or, for a discrete path after the m th layer towards the detector /Heland and Schäfer 1997/

$$I_m = \tau_m I_{m-1} + (1 - \tau_m) B(T_m). \quad (3)$$

This expression can easily be used in a PC program and again is a composition of the absorption term $\tau_m I_{m-1}$ and the self-radiation term of the m th layer $(1 - \tau_m) B(T_m)$.

3.2 Line-by-line calculation

The monochromatic optical depth at the wavenumber σ is obtained by a line-by-line calculation based on spectroscopic input parameters which are taken from the latest version of the HITRAN molecular database supported by the HITEMP data /Rothman et al. 1992, 1995/.

In almost every spectral interval, the signatures of more than one gas compound is seen, hence the theoretical monochromatic transmittances of the single compounds have to be multiplied

$\tau_{gases}(\sigma) = \prod_{gases} \tau_i(\sigma)$. In some cases an almost wavenumber independent continuum transmission

τ_{cont} due to broadening effects at high temperatures has to be taken into account and the total transmission becomes $\tau = \tau_{cont} \times \tau_{gases}$.

For every gas compound i in a layer of thickness ℓ , the optical depth u_i can be written as $u_i = \beta_i \times \ell = k_i \times n_i \times \ell_i$, where n_i is the number density, and k_i is the spectral absorption coefficient of the molecule at the given temperature and pressure conditions.

The heart of the line-by-line calculation is the sum over all j single transitions of the species i in a wavenumber interval $\Delta\sigma$ to determine the absorption coefficient at σ

$$k_i(\sigma, T, p) = \sum_j S_{ij}(T) \times f_{ij}(|\sigma - \sigma_j^0|, \sigma_j^0, T, p). \quad (4)$$

S_{ij} are the line strengths of the single lines and f_{ij} is the line shape factor. In our program we use a Voigt line shape approximation given by Matveev /Klim 1981/. The relevant molecular HITRAN data for one transition are the line positions σ^0 , the line strengths S at 296 K which have to be converted to the actual temperature values with respect to the partition sums with the HITRAN/HITEMP lower state energies E_i , the air-broadened halfwidth γ and the coefficient for its temperature dependence n .

After the radiative transfer calculation through the layered gas (equation (3)), the theoretical intensities have to be convoluted with the specific instrumental line shape function (ILS) which includes the Fourier-transform of the apodization.

3.3 Calibration of the emission spectra

Since the emission spectra are calculated in absolute radiance units $W/(sr \cdot cm^2 \cdot cm^{-1})$ and the raw instrument spectra are in relative intensity units, one has to convert these by a special calibration procedure, e.g. using one or two blackbody sources at known temperatures and with known emissivity ε .

Because the instruments intensity M is a composition of the source intensity I and the self-radiation G of the instrument /Lindermeir et al. 1992/, one can write

$$M(\sigma, T_{source}, T_{instr}) = E(\sigma, T_{instr}) \times [G(\sigma, T_{instr}) + I(\sigma, T_{source})], \quad (5)$$

where the spectral sensitivity E contains the conversion of the units.

Using two measured reference (blackbody) spectra at different temperatures one gets the spectral sensitivity and the self-radiation and thus the exact conversion factors. In case of the K300

spectrometer the self-radiation in the mid-infrared was found to have a blackbody equivalent temperature of about 10°C. Thus, comparing the resulting intensities to that of a 200°C blackbody source, the self-radiation term in equation (5) is about 2 % of the blackbody intensity and can be neglected for our purposes. The resulting calibration with one reference source becomes

$$I(\sigma, T_{source}) = \varepsilon \times B(\sigma, T_{ref}) \times \left(\frac{M(\sigma, T_{source})}{M(\sigma, T_{ref})} \right) - G(\sigma, T_{instr}). \quad (6)$$

4 Data interpretation

Before the quantitative evaluation one has to find spectral regions in which the main combustion compounds show clear features. Because the H₂O concentration in exhausts is generally high spectral windows for the other trace gases have to be chosen primarily with respect to interfering water vapor lines. Whenever possible, transitions with high lower state quantum numbers and positive temperature dependence were chosen for the calculations to minimize absorption effects, i.e. re-absorption in the foreground between the hot part of the plume and the instrument. Negative temperature dependencies of the transitions lead to significant lower detection limits and a poorer accuracy of the concentration retrieval.

4.1 Temperature and concentration retrieval for CO₂

Due to the entrainment of cold air into hot exhaust gas flows a special line-by-line algorithm with up to 20 possible plume layers (10 pairs of temperatures T_i and concentrations Q_i) was developed.

In Fig. 2 simulations of CO₂-spectra in the region between 2387 and 2397 cm⁻¹ are plotted for different plume temperatures with constant molecule numbers. Fig. 3 shows the same region for a constant plume temperature with varying Q_i . The comparison shows qualitatively that the mean plume temperature determines the overall intensity of the spectrum whereas the molecule numbers in the plume define the 'fine' structure of the single lines among each other.

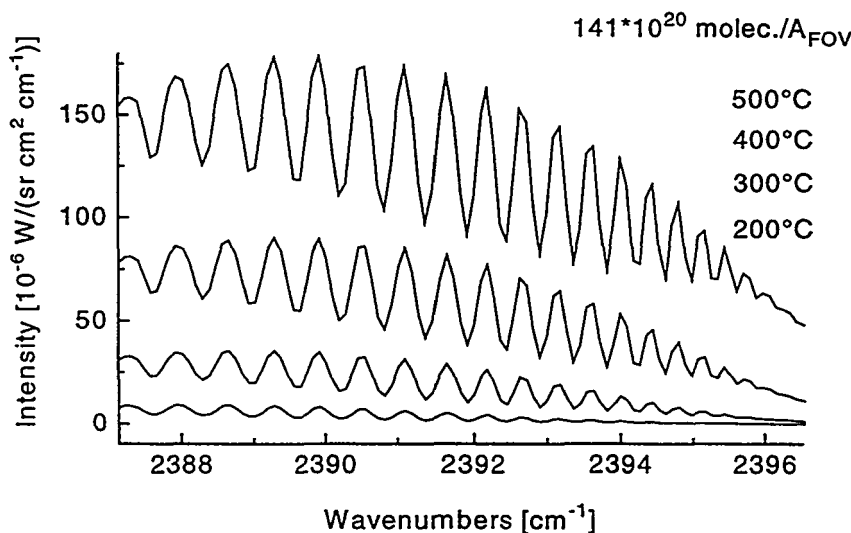


Figure 2:
Dependence of the CO₂ spectral region on the temperature (constant number of molecules in the area of the field of view (A_{FOV}) of the spectrometer).

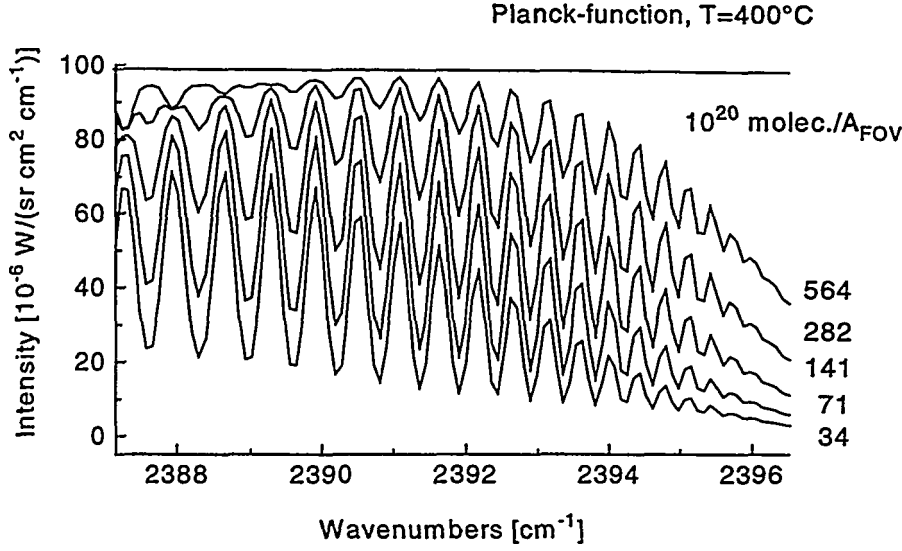


Figure 3:
Dependence of the CO₂ spectral region on the number of molecules in the FOV of the spectrometer (constant temperature).

Quantitatively, this statement can be approximated neglecting the foreground absorption in this spectral region and using only the emission term for a homogeneous gas layer, $I \approx (1-\tau) \times B$, and Wien's approximation for the Planck function at 770 K and 2400 cm⁻¹.

The derivatives of the intensity then become

$$\frac{dI}{I} = \left[-\frac{T \times d\tau}{(1-\tau) \times dT} + C_2 \times \sigma \times \frac{1}{T} \right] \times \frac{dT}{T} = \frac{\tau \times \ln(\tau)}{(1-\tau)} \times \frac{dn}{n} \quad (7)$$

(C_2 : 2nd radiation constant ≈ 1.44 cm $\times$ K). Using the results from Fig. 2 at 2390 cm⁻¹ between 400 and 500°C $\Delta\tau/\Delta T \approx d\tau/dT \approx -5 \times 10^{-4}$ 1/K and $\tau \approx 0.2$ leads to the expression

$$\frac{dI}{I} \approx 6 \times \frac{dT}{T} \approx 0.4 \times \frac{dn}{n} \quad (8)$$

Since a certain relative change in temperature means a six times larger change in the relative intensity, the same relative change of the number density of the molecules leads to an about one order of magnitude lower change of the relative intensity. Thus, these two parameters can be treated separately for the first order determination of the temperatures and concentrations.

The T_i - and Q_i -profiles for a given number of plume layers are being derived from the simulations of about 10 cm⁻¹ in the CO₂ region between 2387 and 2397 cm⁻¹ with up to 19 individual vibrational-rotational transitions. Due to their different quantum numbers all these CO₂ lines show different temperature dependencies as shown in Fig. 4. It can be seen that for instance the J=88 line has its maximum temperature sensitivity at about 200°C with about 3 % intensity change per degree Centigrade.

Qualitatively these statements hold but become less pronounced if lower gas temperatures are considered.

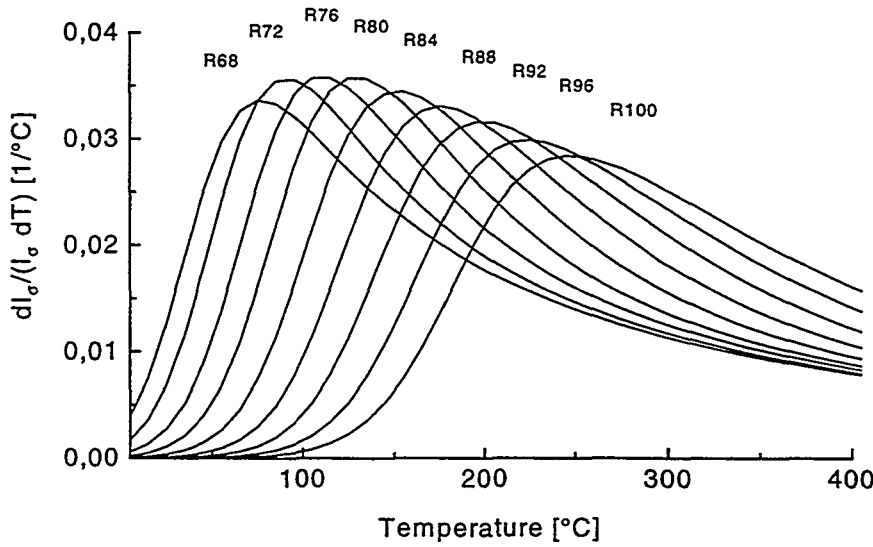


Figure 4:
Relative changes of the peak intensities of the CO₂ spectral region with temperature.

4.2 Other gas compounds

Knowing the CO₂-concentration profile $Q_{CO_2}(k)$ along the diameter of the plume the profile and assuming the same T_i and Q_i distributions for the other compounds their concentrations can be obtained by

$$Q_x(k) = \frac{Q_{CO_2}(k)}{Q_{CO_2}(1)} \times Q_x(1), \quad (9)$$

with the peak values of the inner layer, $Q_x(1)$, as the free parameter.

4.3 Continuum handling

In some of the measured spectra an elevated wavenumber independent background radiation is found which cannot be described by the line-by-line calculations with the available gas parameters alone. This continuum transmission is caused by far line wing contributions of the main combustion products CO₂ and H₂O, aerosols particles (H₂O-droplets, soot, etc.) and contributions of species and lines not included in the calculations [Hartmann et al. 1993, Gamache et al. 1994/].

At those spectral points σ^* at which the total gas transmission should be almost 1 (i.e. $\tau(\sigma^*) = 1$), a quantitative continuum description is possible using the simplified radiative transfer equation for a homogeneous plume at σ^*

$$I_{meas}(\sigma^*) = \tau_{cont} I_0 + (1 - \tau_{cont}) B(T_{eff}) \quad (10)$$

with an effective temperature T_{eff} which can be defined by the energy conservation.

A continuum absorption coefficient κ can be defined from τ_{cont} but this implies the assumption that κ is temperature independent and proportional to the number of gas molecules in the plume, which is not obviously the case. For a multi-layer analysis the single continuum layer transmittances become $\tau_{cont,j} = \exp(-\kappa(Z_j/A))$, which are again assumed to be proportional to the density distribution of the molecules along the plume diameter. The differences in the concentration retrievals with and without the continuum absorption are in the order of a few percent.

*column density

5 Applications

5.1 Smoke stack emissions

Numerous field campaigns have been carried out at power plants in FRG which were all equipped with in-situ measurement systems and used various kinds of firing, e.g. lignite, hard coal, or oil /Haus et al. 1994/. Typically these stacks were investigated from distances of about 100-500 m. The plume diameters were in the range of approximately 3-8 m and the plume temperatures varied between 100 and 150°C. H₂O, CO₂, CO, NO, N₂O were measured with the FTIR on a routine basis, CH₄, NO₂, HCl and SO₂ concentrations could be retrieved during special processes.

The detection limits of the FTIR emission system for a plume diameter of 5 m and a gas temperature of 150°C are about 1 %vol for H₂O, 0.5 %vol for CO₂, 1 ppmv for N₂O, 1-5 ppmv for CO, 10 ppmv for CH₄, 20 ppmv for NO, 100 ppmv SO₂, 20 ppmv for NO₂, and 5 ppmv for HCl.

The mean deviation of the FTIR results from the in-situ instruments were approximately 5-6 %, with maximum deviations which rarely exceeded 25 %.

The analysis software developed at the IFU /Schäfer et al. 1994/ is available on a licence basis.

5.2 Aircraft emissions

The software used for smoke stack emissions was further developed for aircraft engine emissions. A multi-layer retrieval for the analysis of the high temperature (up to 500°C) gas emission spectra was developed and measurements for different kinds of engine types, namely old and new in-service engines with a wide range of maximum thrusts, were performed and evaluated /Heland and Schäfer 1997/. The detection limits for a typical modern engine with a plume diameter of 60 cm with plume temperatures of 380°C are 0.1 %vol for CO₂, 0.7 %vol for H₂O, 20 ppmv for CO, 90 ppmv for NO, 60 ppmv for NO₂, and 10 ppmv for N₂O.

Recently, within the EC-project AEROJET /Heland et al. 1997/ experiments are carried out in turbine test beds using an optical multi-pass reflection cell to enhance the sensitivity of the i.r. spectroscopic method.

5.3 Flare emissions

Since the quantification of industrial flare exhaust emissions is very complicated and expensive with currently used extractive methods, FTIR emission spectroscopy was used to determine CH₄ and NO_x emissions from various flares of different sizes and fuel flows, fed by natural gas and mixtures of other gaseous hydrocarbons. Since radiation of the flare itself should not be detected and the exhausts of flares change significantly with the actual meteorological situation, it is a challenging task to obtain good quality emission spectra. Concerning the analysis, the diameters of the plumes are not known and thus the results are best given as ratios e.g. to the main combustion compound CO₂. Knowing the fuel composition and flow, the emission rates e.g. in g/sec for a specific measured compound can be calculated from these ratios /Haus et al. 1998/.

5.4 Forest Fires

Controlled artificial forest fires have been investigated with FTIR emission spectroscopy. Besides the main combustion components CO₂, H₂O, CO, and NO_x clear spectral features of formaldehyde (HCHO) were found in the spectra. A problem concerned with the evaluation of forest fire spectra is the strong i.r. continuum caused by high temperature soot in the exhaust.

6 Acknowledgements

This work was supported by the German Federal Ministry of Education, Science, Research and Technology under the grants 01VQ902A5/B8, and 07VLP010; the German Science Foundation under grants Scha571/2-1 and -2; and by Shell Research Limited.

8 References

- Finlayson-Pitts, B. J.; Pitts, J. N. (1986) *Atmospheric Chemistry*. John Wiley & Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore
- Gamache, R. R.; Hartmann, J.-M.; Rosenmann, L. (1994) *Collisional Broadening of Water Vapor Lines - I. A Survey of Experimental Results*. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, Vol. 52, No. 3/4, 481-499
- Goody, R. M.; Yung, Y. L. (1989) *Atmospheric Radiation*. Oxford University Press, New York, Oxford
- Griffith, P. R.; de Haseth, J. A. (1986) *Fourier Transform Infrared Spectrometry*, John Wiley & Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore
- Hartmann, J. M.; Perrin, M. Y.; Ma, Q.; Tipping, R. H. (1993) *The Infrared Continuum of Pure Water Vapor Calculations and High-Temperature Measurements*. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, Vol. 49, No. 6, 675-691
- Haus, R.; Schäfer, K.; Bautzer, W.; Heland, J.; Mosebach, H.; Bittner, H.; Eisenmann, T. (1994) *Mobile Fourier-transform infrared spectroscopy monitoring of air pollution*. Applied Optics, Vol. 33, No. 24, 5682-5689
- Haus, R.; Wilkinson, R.; Heland, J.; Schäfer, K. (1998) *Remote sensing of gas emissions on natural gas flares*. Pure and Applied Optics, in press
- Heland, J.; Schäfer, K. (1997) *Analysis of aircraft exhausts with Fourier-transform infrared emission spectroscopy*. Applied Optics, Vol. 36, No. 21, 4922-4931
- Heland, J.; Schäfer, K.; Burrows, R.; Black, J.; Bernard, M.; Legras, O.; Bishop, G.; Clarke, R.; Workman, J.; Geatches, R.; Lindermeir, E.; Haschberger, P.; Wagner, G.; Lister, D.; Falk, R.; Wiesen, P.; Kurtenbach, R.; Brockmann, K.; Hilton, M.; Vally, J. (1997) *Non-intrusive measurements of aircraft engine exhaust emissions (AEROJET): Methods and preliminary results*. Proceedings of the 5th Conference and Exhibition on "Infrared Sensors and Systems" (IRS2 97), 8-9 September 1997, Dresden, FRG, Dresdner Beiträge zur Sensorik, Bd. 4, Gerald Gerlach (ed.), 219-224, Dresden University Press GmbH, ISBN 3-931828-66-2
- Jaacks, R. G.; Rippel, H. (1989) *Double pendulum Michelson interferometer with extended spectral resolution*. Applied Optics, Vol. 28, No. 1, 29-30
- Klim, A. (1981) *A Comparison of Methods for the Calculation of Voigt-Profiles*. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, Vol. 26, No. 6, 527-545
- Lindermeir, E.; Haschberger, P.; Tank, V.; Dietl, H. (1992) *Calibration of a Fourier transform spectrometer using three blackbody sources*. Applied Optics, Vol. 31, No. 22, 4527-4533
- Rothman, L. S.; Gamache, R. R.; Tipping, R. H.; Rinsland, C. P.; Smith, M. A. H.; Benner, D. C.; Malathy Devi, V.; Flaud, J.-M.; Camy-Peyret, C.; Perrin, A.; Goldman, A.; Massie, S. T.; Brown, L. R.; Toth, R. A. (1992) *The HITRAN molecular database: editions of 1991 and 1992*. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, Vol. 48, No. 5/6, 469-508
- Rothman, L. S.; Wattson, R. B.; Gamache, R. R.; Schroeder, J.; McCann, A. (1995) *HITRAN HAWKS and HITEMP High-Temperature Molecular Database*. SPIE Proceedings, Vol. 2471, Atmospheric Propagation and Remote Sensing IV, J.C. Dainty (Ed.), 105-111
- Schäfer, K.; Haus, R.; Heland, J. (1994) *Inspection of Non-CO₂ Greenhouse Gases from Emission Sources and in Ambient Air by Fourier-Transform-Spectrometry: Measurements with FTIS-MAPS*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands, J. van Ham, L. J. H. M. Jansen, and R. J. Swart (eds.), Environmental Monitoring and Assessment 31, 191-196

SOCIETE FRANCAISE DES THERMICIENS

Journée d'études du 21 Janvier 1998

'La mesure des températures dans les écoulements par méthodes optiques'

CONTROLE DE LA COMBUSTION DE TURBINE A GAZ PAR SPECTROSCOPIE D'EMISSION DU CO₂

Johana Vally¹, Olivier Legras², Jonathan Bethell³, Philippe Hervé¹

¹Laboratoire d'Energétique et d'Economie d'Energie
Université Paris X
1 Chemin Desvallières 92410 Ville d'Avray

²Auxitrol
5 Allée Charles Pathé
18941 Bourges Cedex 9

³Rolls-Royce
Ansty, Coventry CV7 9 JR
Grande-Bretagne

Note : Ce travail fait partie d'un projet financé par la communauté européenne dans le cadre des programmes Brite Euram III. Ce projet est intitulé 'Integrated Sensor Techniques for Industrial Combustion Monitoring and Control' (Sensicome, n°BE96-3005).

Résumé

Les capteurs intrusifs de température sont mal adaptés à la mesure dans les gaz chauds et les flammes à cause du manque d'accès et des problèmes de corrosion de leur enveloppe de protection. Pourtant, la connaissance de cette température est nécessaire afin d'optimiser au mieux la combustion et limiter la production de polluants (NO_x, CO, SO₂ ...). La société Rolls-Royce, consciente de ces problèmes, a été intéressée par la technique de spectroscopie d'émission. Cette méthode optique a l'avantage d'être totalement passive et d'apporter de nombreuses informations sur la combustion. Une première campagne d'essai a permis d'obtenir des spectres d'émission d'une turbine RB211 installée sur un banc d'essai. Des mesures ont également été effectuées au Laboratoire Aquitain de Recherche en Aérothermique (LARA) chez la société Turboméca sur un banc d'essai simulant les flux réactifs à l'intérieur d'une chambre de combustion. L'analyse des spectres de vibration-rotation du CO₂, spectres modélisés et validés au laboratoire de Ville d'Avray, permet de déterminer la température des gaz dans la chambre de combustion ou dans les gaz d'échappement.

Introduction

La diminution de la production de NO_x , CO et SO_2 par contrôle de la combustion ou par l'analyse des gaz d'échappement est devenue indispensable¹ et elle doit d'ailleurs être envisagée dans la perspective des nouvelles normes de protection de l'environnement. Dans ces deux applications, la connaissance de la température est un paramètre essentiel, elle conditionne la cinétique et les équilibres des différents effluents. Dans la chambre de combustion, la température peut être le paramètre direct de contrôle pour éviter les points chauds qui créent les polluants. De même, à la sortie de la turbine, la température des gaz d'échappement est un paramètre nécessaire à l'estimation de la concentration des polluants. Les mesures intrusives ou extractives sont peu adaptées au milieu particulier de la flamme. La flamme se caractérise par de faibles conductivité et chaleur massique. La faible conductivité entraîne de grandes hétérogénéités de température. La température peut varier de plus de 2000 K à des températures ambiantes sur quelques cm. Par ailleurs, la faible chaleur massique rend les mesures par contact difficiles car un écart de température important apparaît entre le capteur et la flamme. De plus, les éléments de mesure intrusive sont sujets à une forte oxydation de leur enveloppe qui limite leur durée de vie.

La simplicité de la spectroscopie d'émission dans l'acquisition des spectres de vibration-rotation aux hautes températures est attractive. Dans le jet gazeux, la température peut être déterminée à partir de l'étude du spectre de vibration-rotation d'une des molécules présentes. Nous avons choisi d'étudier l'émission du CO_2 entre 2379 et 2400 cm^{-1} pour son caractère thermométrique et sa relative simplicité de modélisation. L'avantage d'appliquer cette méthode aux systèmes de combustion est son caractère non intrusif et totalement passif : aucune source externe n'est nécessaire.

I- Etude qualitative des spectres de mesure

La méthode de spectroscopie d'émission peut s'appliquer à de nombreuses configurations de combustion. Cette technique ne nécessite, pour son application, que la présence d'une ouverture optique. Plusieurs mesures ont été effectuées sur des bancs de mesure représentant différents aspects de la combustion. Nous avons acquis des spectres sur un four à flamme chez Auxitrol. La mesure est réalisée à pression atmosphérique en visant différentes régions de la flamme CH_4/O_2 . Des mesures ont également été obtenues sur un banc de combustion partiel au LARA à Turboméca. Cette veine d'essai simule les conditions des gaz brûlés à la sortie d'une chambre de combustion. Il s'agissait d'une combustion Kérosène/air, la pression variait de la pression atmosphérique à quelques bars. Enfin, la dernière application consistait à mesurer la radiation des gaz émis par une chambre de combustion sur un banc d'essai Rolls-Royce. De futures campagnes d'essai sont d'ailleurs prévues chez Rolls-Royce pour appliquer nos techniques sur un moteur réel. Toutes ces mesures ont pour but d'étudier les différents régimes de combustion et de retrouver des informations sur la distribution de température des gaz. La température est, en effet, un paramètre essentiel pour l'asservissement de la combustion afin de contrôler la production des polluants.

L'influence de la température et de la pression est clairement identifiable sur les différents spectres d'émission. Cette étude doit nous permettre de restreindre le domaine spectral de mesure afin de considérer simplement l'émission d'une molécule sur un intervalle relativement étroit. L'objectif est de simplifier la modélisation des phénomènes observés.

A ces températures, le rayonnement des gaz est très intense et génère de nombreuses bandes d'émission étendues sur pratiquement tout le domaine spectral. La méthode de spectroscopie d'émission s'applique principalement aux molécules émettant fortement. CO_2 et H_2O ont

l'avantage d'être les principaux produits de combustion des hydrocarbures, donc toujours présents en grande quantité. Pour simplifier la modélisation, le domaine spectral d'étude doit être choisi là où seule la molécule étudiée émet. Dans le cas contraire, il faudrait pouvoir tenir compte des interférences des autres espèces sur le spectre donc connaître les lois de comportement de ces molécules et leur concentration. La résolution d'un tel système serait extrêmement compliqué. Plusieurs domaines pouvant répondre à cette condition d'isolement ont été étudiés au laboratoire² : autour de $1.9\mu\text{m}$ (5260 cm^{-1}) et $6\mu\text{m}$ (1660 cm^{-1}) pour l'eau et autour de $4.2\mu\text{m}$ (2380 cm^{-1}) pour le CO_2 .

On peut observer l'influence de la température sur les spectres acquis sur le banc d'essai de Turboméca, pour le CO_2 , et sur la chambre de combustion de RR, pour l'eau (Cf. fig. 1). La combustion du Kérosène utilisé par Turboméca ne produit pas suffisamment d'eau pour pouvoir l'observer en émission simple. Ces courbes mettent en évidence la sensibilité importante à la température des domaines spectraux étudiés.

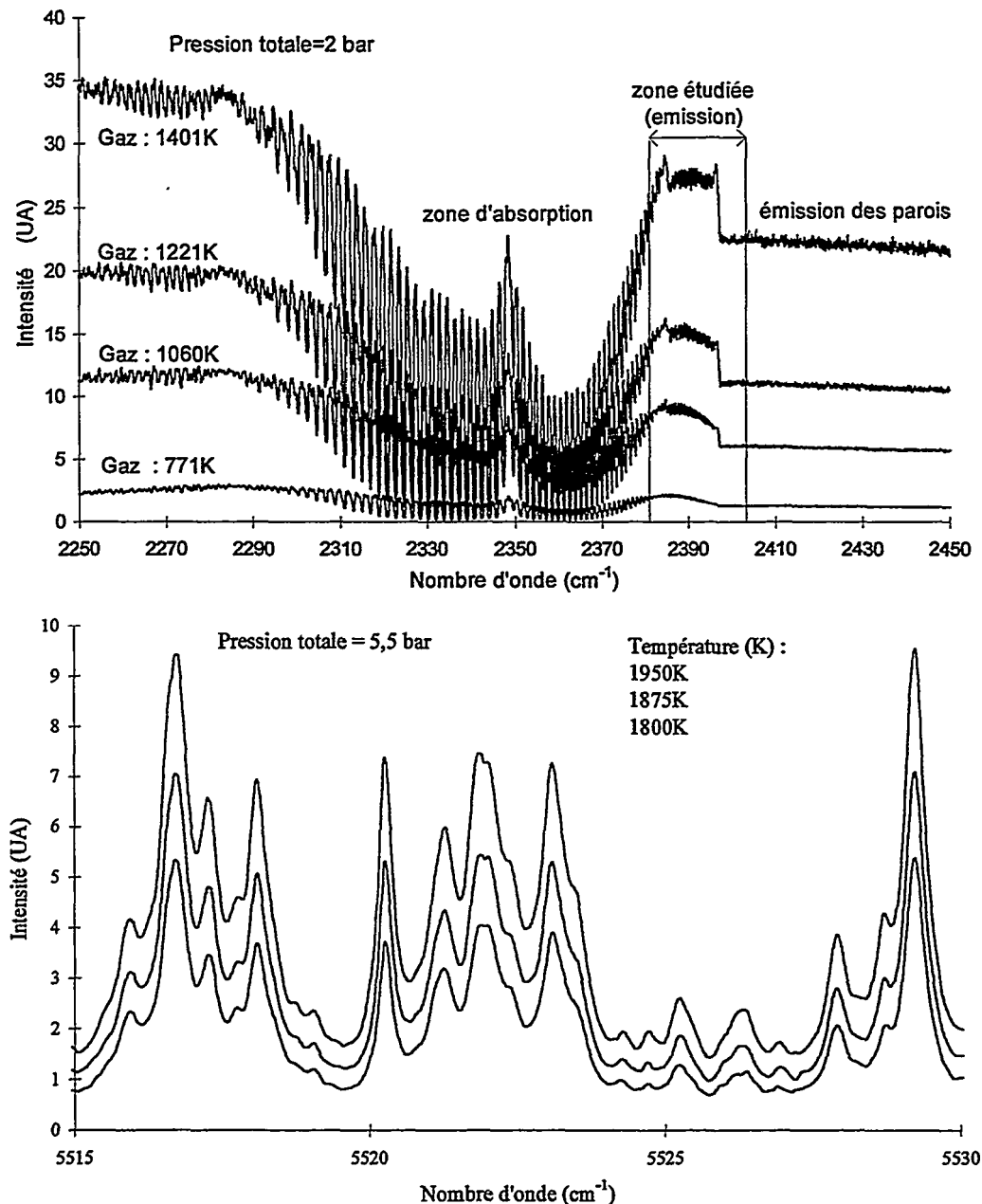


Fig. 1 : Evolution de l'intensité d'émission du CO_2 (Fig. du haut) et de l'eau avec la température (Fig. du bas)

Lorsque la pression augmente, les raies s'élargissent, l'absorption augmente et donc, la profondeur d'observation diminue. On peut observer cet effet sur la figure 2 où deux spectres à des pressions différentes sont représentés. Le spectre à pression atmosphérique provient du four à flamme d'Auxitrol alors que le spectre à 5.5 bar provient du banc d'essai Rolls-Royce. Les deux spectres sont approximativement à la même température, 1900 K. Les raies s'élargissent sous l'influence de la pression mais ce phénomène est moins important sur les raies de l'eau car cette molécule est plus transparente que le CO_2 .

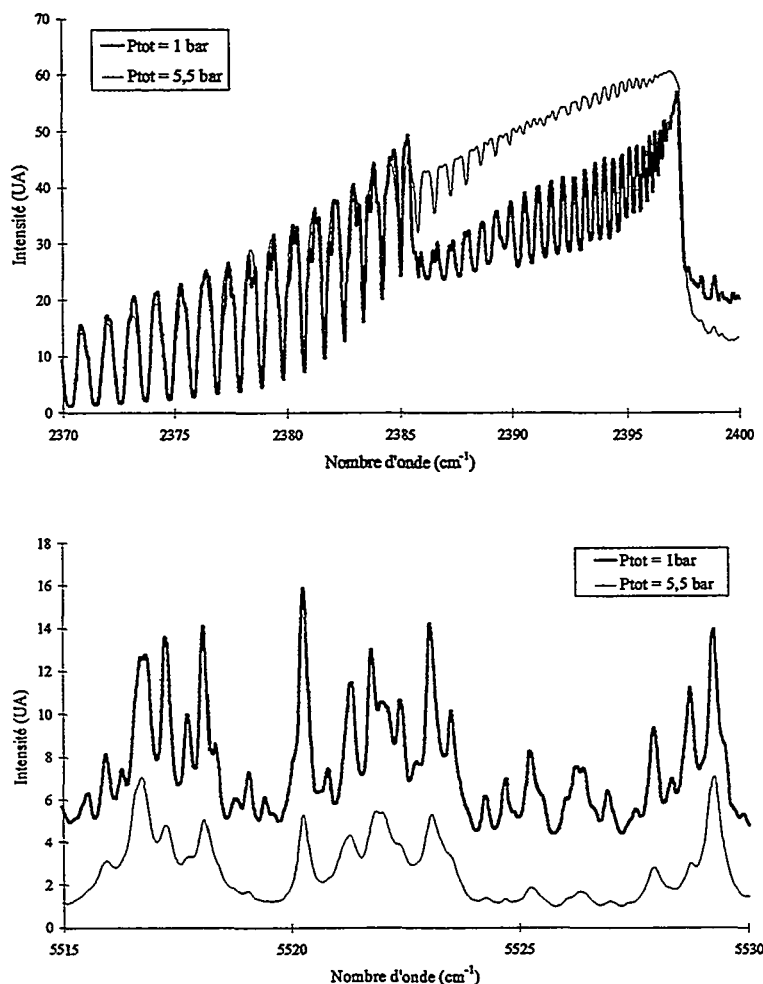


Fig. 2 : Influence de la pression totale (en haut : domaine d'émission du CO_2 , en bas: domaine d'émission de l'eau)

Les domaines spectraux étudiés possèdent donc une grande sensibilité à la température qui nous permet d'envisager une exploitation quantitative des résultats obtenus.

II- Modélisation

Pour retrouver la température du gaz, il faut pouvoir relier la luminance mesurée à ce paramètre. La modélisation se décompose en deux étapes. Il faut retrouver, dans un premier temps, la transmission du gaz en fonction de sa température, de sa concentration et des caractéristiques physiques de la molécule. La molécule choisie est le CO_2 car sa structure linéaire génère un spectre moins complexe que la molécule de l'eau qui a une structure triangulaire. Une fois la transmission obtenue, elle est exprimée dans la formulation du transfert radiatif qui fournit la luminance.

II.1- Transmission du CO₂

La modélisation du coefficient d'absorption dépend de nombreux paramètres : la température (T), la fraction molaire (X), la pression totale (P_{tot}), le nombre d'onde (σ) et certaines données spectroscopiques. $K(\sigma_0, T, X)$ représente le coefficient d'absorption coefficient (cm⁻¹) d'une raie centrée sur σ_0 :

$$K(\sigma_0, T, X) = S_{lu}(\sigma_0, T) * V(\sigma_0, T, X) c(T, X)$$

avec c la concentration (mol.m⁻³), V (cm) le profil de Voigt (convolution du profil Lorentzien³ et Doppler) et S_{lu} l'intensité d'absorption⁴ (cm⁻¹.molécule⁻¹.m²) :

$$S_{lu}(\sigma_0, T) = \left(\frac{8\pi^3}{3hc} \right) \left(g_l I_a S_{JL} F |R|^2 \right) \frac{\sigma_0}{Q(T)} \left(\exp\left(-\frac{E_l c_2}{T} \right) \right) \left(1 - \exp\left(-\frac{c_2 \sigma_0}{T} \right) \right)$$

L'expression de la fonction de partition Q(T) utilisée ici provient de Gamache et al⁵.

La transmission s'exprime à partir du coefficient d'absorption et de l'épaisseur du gaz (l) :

$$\tau(\sigma_0, T, X) = \exp(-K(\sigma_0, T, X).l)$$

Le modèle est validé expérimentalement grâce à une cellule à gaz qui permet de connaître et maîtriser toutes les conditions expérimentales. La cellule à gaz, schématisée sur la fig. 3, permet d'acquérir des spectres de gaz à pression atmosphérique et à des températures situées entre 298K et 720K. Le corps de la cellule, long de 50cm, est constitué d'un tube en inox. Des hublots en saphir de 4mm d'épaisseur sont brasés sur ses extrémités. Le diamètre utile est de 56mm. Un tube pour l'arrivée et l'évacuation du gaz est fixé sur le corps de la cellule, un manomètre permet de contrôler en permanence la pression interne. Le mélange de gaz utilisé (N₂/CO₂) provient uniquement de bouteilles calibrées. La cellule est chauffée grâce à 3 colliers chauffants asservis par des régulateurs de température reliés à 3 thermocouples situés dans l'enceinte. Des bandes isolantes entourent la cellule pour éviter les pertes thermiques et assurer l'équilibre de la température. L'homogénéité de la température dans la cellule oscille entre 4°C et 10°C selon les températures.

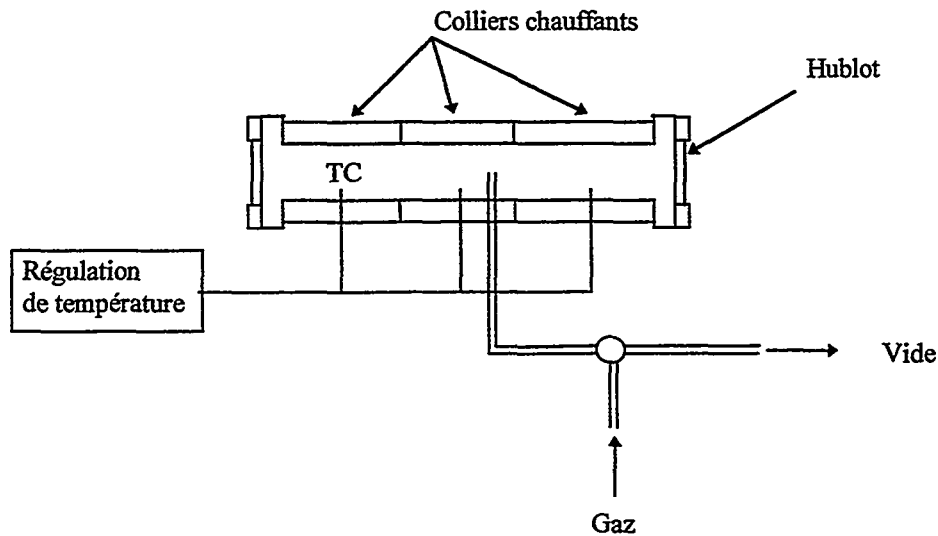


Fig. 3: Schéma de la cellule à gaz

L'ensemble du dispositif expérimental permettant de retrouver la transmission du gaz est présenté sur la fig. 4. La source, l'interféromètre de Michelson et le détecteur appartiennent au spectromètre à transformée de Fourier de résolution spectrale 0.125 cm^{-1} . Le détecteur utilisé est un InSb, la source infrarouge est un globar.

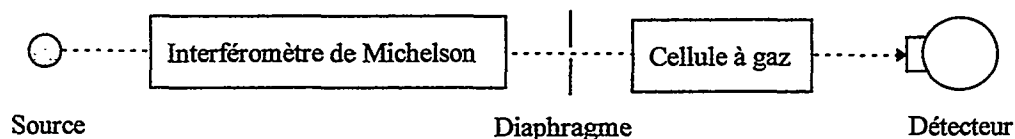


Fig. 4 : Dispositif expérimental

Les comparaisons entre les spectres de mesures et les spectres simulés sont présentées sur la figure 5. Compte tenu des incertitudes de mesures ces résultats sont positifs et valident notre code de calcul jusqu'à des températures de 750K. Une autre cellule adaptée aux hautes températures (jusqu'à 1900K sous 20 bar) est en cours de réalisation par la société Auxitrol.

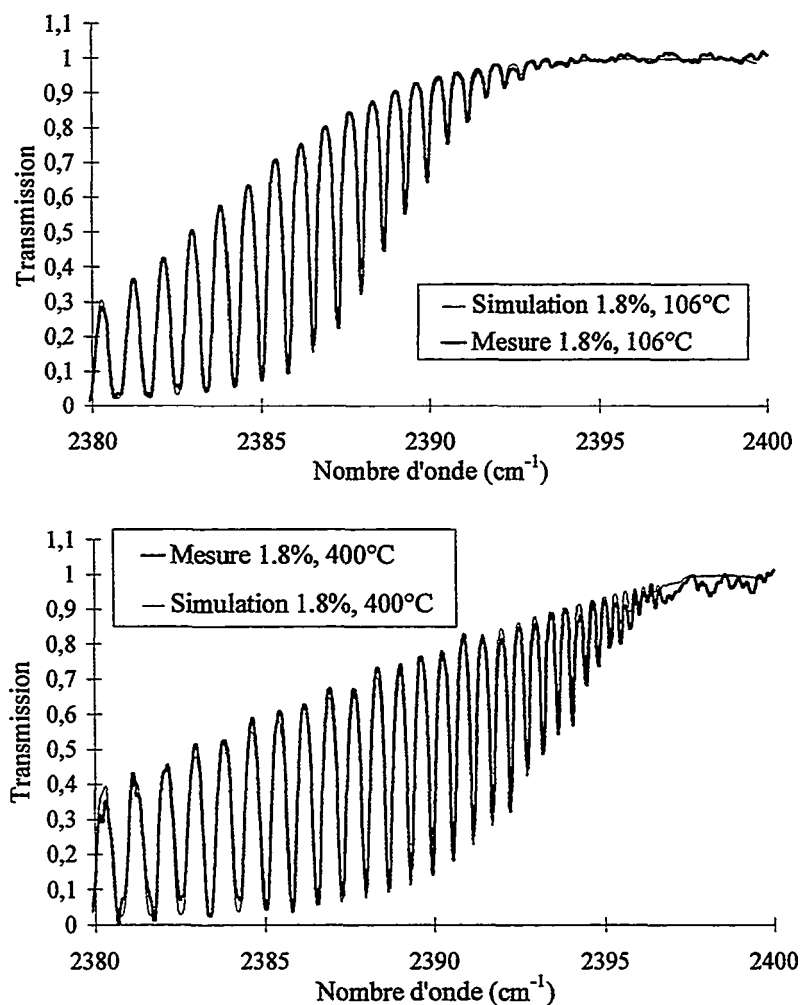


Fig. 5 : Comparaison code de calcul / mesure sur cellule à gaz, $X_{CO_2}=1.8\%$, $l=50\text{cm}$, $P=1\text{bar}$

II.2- Transfert radiatif

L'équation de transfert radiatif est valable uniquement lorsque l'équilibre thermodynamique est atteint. Si dans les gaz brûlés, il est admis que cet équilibre thermique existe⁶, cela est incertain dans les zones de réactions. Cependant, on admettra que l'hypothèse d'équilibre thermodynamique local est vérifiée dans les zones de réactions car les constantes de vitesse liées à la relaxation des molécules étudiées ont des valeurs très élevées⁷.

La diffusion des particules est négligée devant l'émission et l'absorption du gaz. L'équation de transfert dans un milieu semi-transparent suivant le chemin optique s s'écrit :

$$L(\sigma, T, X) = \int_0^1 \frac{\partial \tau(\sigma, T(s), X(s))}{\partial s} L^0(\sigma, T(s)) ds$$

Dans le cas particulier d'un milieu homogène en température et concentration, l'équation devient :

$$L(\sigma, T, X) = (1 - \tau(\sigma, T, X)) L^0(\sigma, T)$$

Le résultat du transfert radiatif, après la convolution avec la réponse impulsionnelle de l'appareillage, est directement comparable à la mesure.

III- Mesure d'émission de gaz brûlés

L'exploitation des spectres obtenus chez Turboméca a permis de retrouver la température des gaz brûlés et la fraction molaire de CO₂ circulant dans leur veine d'essai. Le schéma du banc d'essai utilisé au LARA de Turboméca est présenté sur la figure 6. Plusieurs moyens de contrôle existent sur cette installation : des thermocouples mesurent la température du gaz chaud, de la plaque arrière et du gaz froid. On connaît également la pression totale des gaz froids et chauds. Par ailleurs, l'asservissement du module permet de faire varier les conditions du jet gazeux. On a choisi de faire évoluer la température des gaz brûlés de 700K à 1400K avec une pression totale variant de 1 à 5 bars. A l'endroit où s'effectue la mesure, le profil de température dans l'écoulement a été mesuré par des thermocouples. Ils ont mis en évidence l'homogénéité, à 7% près, du profil de température. Nous considérerons donc un profil uniforme de température et de concentration. La visée est effectuée à travers un hublot de saphir.

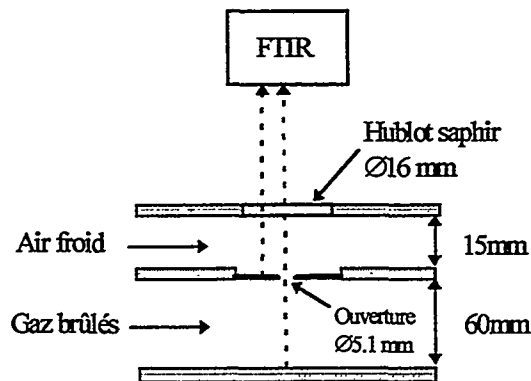


Figure 6 : Schéma du banc d'essai du LARA

Nous pouvons à partir de la mesure du spectre d'émission du gaz déterminer la température et la fraction molaire en identifiant les données expérimentales au modèle. L'étalonnage a été réalisé

dans un domaine spectral où aucune molécule n'émet, par l'identification des lois d'émission des parois de la turbine. Puis, les paramètres ont été estimés en minimisant l'écart quadratique existant entre la mesure et l'observation théorique générée⁸. L'inversion, ainsi réalisée, procure des valeurs assez proches des autres moyens de contrôle (Cf. fig. 7). La mesure de température des gaz brûlés par thermocouple est soumise à plusieurs sources d'incertitudes qui tendent à la minimiser, surtout aux températures élevées. Les thermocouples sont de type K. L'étalonnage n'est pas adapté aux hautes températures. Les thermocouples sont implantés sur une embase refroidie par eau qui crée un flux thermique parasite par conduction longitudinale tendant à refroidir la soudure chaude. Enfin, l'installation ne dispose pas d'écran anti-rayonnement. Par conséquent, les valeurs données par les thermocouples sont des minima.

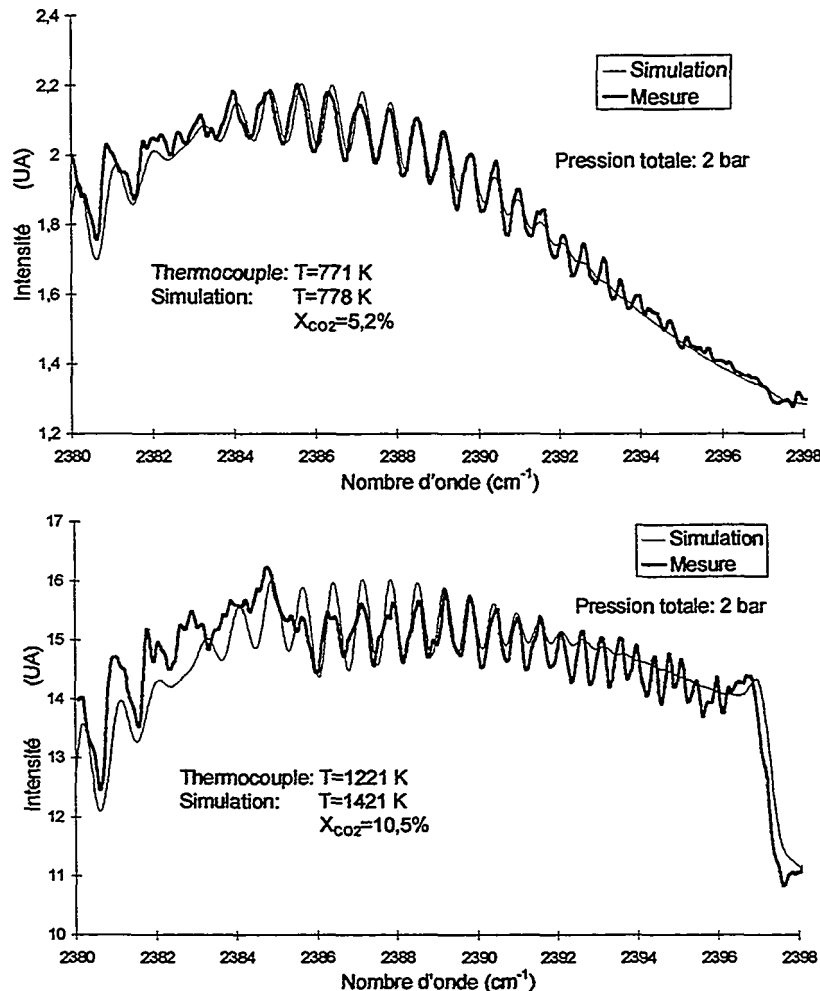


Fig. 7 : Comparaison du spectre de mesure avec le spectre reconstruit après l'estimation des paramètres

IV- Mesure de l'émission d'une chambre de combustion

Pour réaliser les mesures d'émission sur la chambre de combustion de Rolls-Royce, le spectromètre à TF était relié à la turbine par une fibre optique de 7m. L'interface entre la fibre et la chambre de combustion est assurée par une tête optique fixée au sommet de la turbine. La campagne d'essai effectuée chez Rolls-Royce sur la chambre de combustion s'est effectuée en Novembre 1997 et le dépouillement est en cours. Cependant, une première approche permet d'obtenir déjà des renseignements sur le profil de température. Le spectre de mesure (Cf. fig. 8) présente un profil caractéristique d'une zone d'absorption chaude. Pour les nombres d'onde

inférieurs à 2391 cm^{-1} , des raies d'absorption commence à apparaître. Ces nombres d'ondes caractéristiques des niveaux de transitions élevés représentent les couches chaudes du gaz. Le profil de température dans la chambre de combustion n'est donc pas uniforme. La simulation du spectre d'émission associé à un profil de température uniforme est présentée sur la figure 9. La décroissance du signal caractéristique de l'absorption chaude n'apparaît pas. Par contre, lorsque l'on suppose un profil de température décroissant (Cf. fig. 11), les raies d'absorption chaude apparaissent de nouveau (Cf. fig. 10).

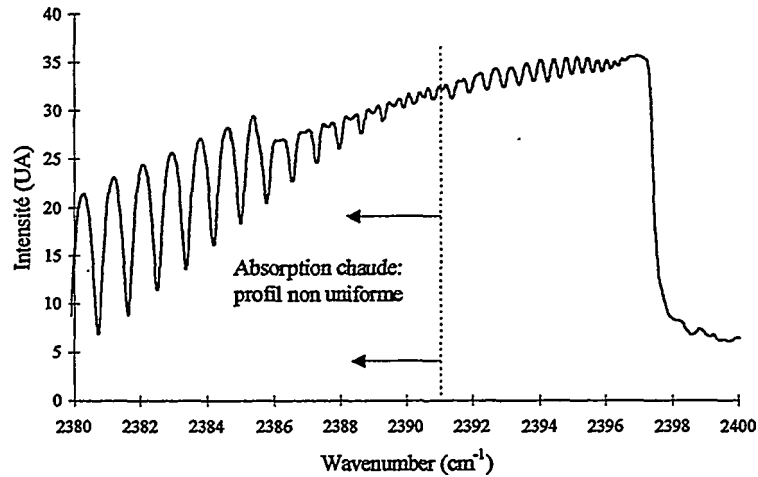


Fig. 8 : Emission du CO_2 de la chambre de combustion (1800K)

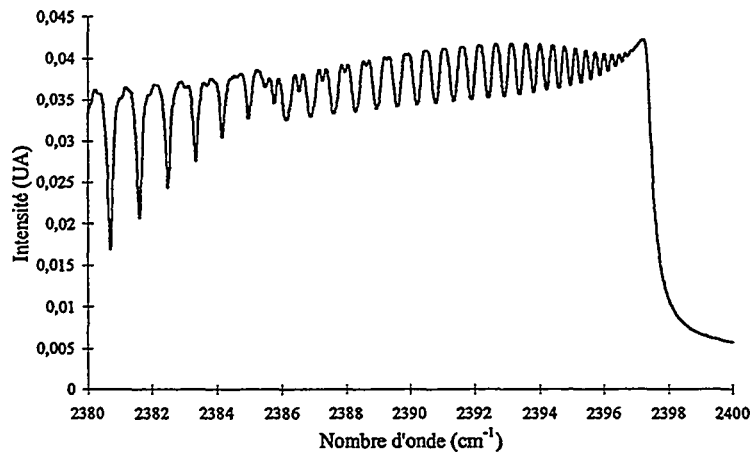


Fig. 9 : Simulation de l'émission du CO_2 avec un profil de température uniforme

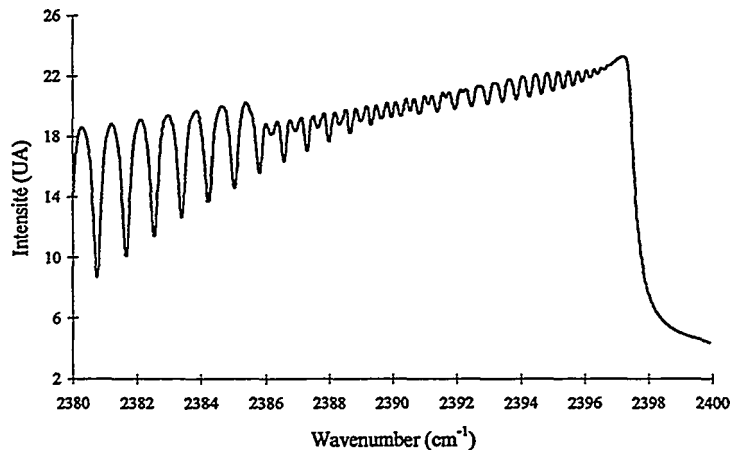


Fig. 10 : Simulation de l'émission du CO_2 avec un profil de température décroissant par rapport à l'observation

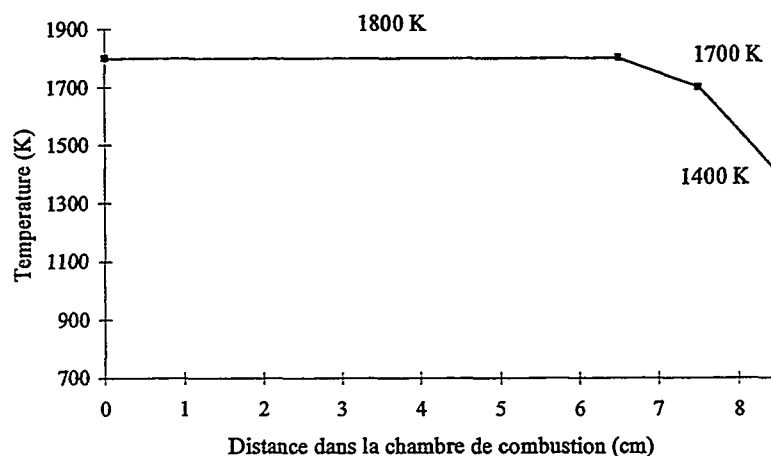


Fig. 11 : Distribution de température considérée dans la chambre de combustion

Ces mesures permettent de mettre en évidence la non uniformité de la distribution de température à l'intérieur de la chambre de combustion. De futures investigations permettront de retrouver quantitativement la profil de température dans la chambre de combustion.

Conclusion

La méthode de spectroscopie d'émission a été appliquée avec succès à plusieurs systèmes de combustion dans des environnements parfois difficiles. Les résultats obtenus chez Turboméca sont en bon accord avec les moyens de contrôle du banc d'essai. Les premières analyses des spectres acquis sur la chambre de combustion de Rolls-Royce sont prometteuses. Par ailleurs, la modélisation de la transmission du gaz nécessaire pour retrouver la température a été validée jusqu'aux températures atteignant 750K. Une validation sera réalisée prochainement avec une cellule à gaz haute température (jusqu'à 2000K, 20 bar). Une future campagne d'essai est prévue chez Rolls-Royce sur un moteur réel.

Bibliographie

- [1] M. CHAMPION, J.C. LEYER, M. LALLEMAND, J.B. SAULNIER, *Revue Générale de thermique*, n°356-357, 1991
- [2] D. FOURNET, *Thèse de l'Université Paris 10*, 1997
- [3] L. ROSENMAN et al, *Applied optics*, n°27, 3902, 1988
- [4] P. J. MEDVECZ, K. M. NICHOLS, *Appl. Spectrosc.*, n°48, 1442, 1994
- [5] R.R. GAMACHE et al, *Journal of molecular spectroscopy*, n°142, 205, 1990
- [6] P. PRUVOT, *Spectrophotométrie de flamme*, Gauthier-Villars, 1972
- [7] L. DI LEON, *Thèse de l'Ecole Centrale de Paris*, 1991

**ANALYSE DES CHAMPS DE TEMPERATURE DES GAZ ET DES JETS DE PARTICULES
APPLICATION AUX STATOREACTEURS HYDROGENE-AIR, KEROSENE
ET AUX JETS DE PROPERGOLS SOLIDES**

, O.Jacquot*, R.Kail* *, P.Hervé*, D. Bouchaud**

* Laboratoire d'Energétique et d'Economie d'Energie, 1 Chemin desvallières, 92 410 Ville d'Avray- Université Paris X.

** Aérospatiale Bourges, 8 rue le Brix-BP 35 - Bourges cedex 18001

Résumé

Le rayonnement émis et auto-absorbé par un jet de gaz contenant ou non des particules dépend des champs de température et de concentration. Les méthodes utilisant cette émission de rayonnement pour déterminer les champs ont l'avantage de ne pas perturber les écoulements tout en étant relativement simples à mettre en oeuvre. Par contre l'inversion de la mesure pour retrouver les profils de température est en général complexe. Trois cas sont présentés ici qui correspondent à un moteur de fusée à poudre (jet à symétrie de révolution), à un échappement de moteur ou de turbine à gaz (colonne anisotherme et hétérogène) et enfin le cas d'un statoréacteur hydrogène - air (plan sans symétrie).

Nomenclature

L_{λ}^0 : Luminance monochromatique du corps noir
 s : Indice du trajet optique
 τ : Transmission du milieu
 $S_{i,eff}$ Section efficace des particules
 f Fonction coût dans l'algorithme du recuit simulé
 $\varphi_j(y)$ Fonction B-Splines d'interpolation des mesures
 $T(x,y)$ Fonction d'approximation des températures (idem C)

Introduction

La maîtrise des jets obtenus par une combustion nécessite généralement la connaissance de leur température moyenne ou mieux du champ de température dans une section du jet. Par exemple, dans une turbine à gaz, il y a un compromis à établir entre l'élévation de la température reliée au rendement et la production des NOx qui apparaissent aux hautes températures. Dans un système propulsif (réacteur, statoréacteur, moteur fusée) la régularité du jet et la recherche d'une parfaite symétrie seront les buts recherchés par le motoriste.

Afin de déterminer ces champs de température la méthode, à priori, la plus simple consiste à introduire un capteur thermométrique dans le jet. Les thermocouples et les sondes à aspiration donnent des indications précises pour des températures telles que celles obtenues dans les échappements de véhicules. Par contre, dans les zones de combustion, le niveau de température est tel que même si des capteurs résistent, l'erreur entraînée par leur interaction avec le milieu devient difficile à cerner. Dans le cas de combustions supersonique, l'élévation de la température du capteur est telle que la température d'arrêt dépasse les possibilités actuelles des matériaux les plus réfractaires. Les méthodes sans contact deviennent alors indispensables pour explorer le champ de température. Parmi les différentes méthodes existantes (Rayleigh, D.R.A.S.C, fluorescence..), nous avons choisi de développer des méthodes passives fondées sur l'analyse spectrale du rayonnement émis et absorbé par les gaz et les particules. Ce choix est lié

aux avantages de ces méthodes dans la mise en oeuvre. Par contre la mesure étant en général due à l'interprétation du rayonnement émis par un cylindre du milieu émissif, il faudra pour obtenir le profil de température, développer des programmes permettant de remonter à ce profil de température.

I] Position du problème

Une flamme est le siège d'une importante libération de quantité de chaleur reliée à une émission lumineuse [1]. La relation entre l'émission des molécules gazeuses issues de la combustion, mais aussi des corps et particules solides et le niveau de température du milieu est obtenue grâce à une analyse de la luminance [2]. Nous considérons notre milieu d'étude comme un système à l'équilibre thermodynamique local, de dimension finie et connue.

Dans le cas général, le volume étudié est assimilé à un cylindre contenant un ensemble de particules (Al_2O_3 , charbon pulvérisé..) et des molécules des produits de combustion. La luminance reçue, par un observateur, situé dans un axe perpendiculaire à l'écoulement est la somme des luminances émises par les particules et des produits de combustion.

L'équation de transfert radiatif, dans l'hypothèse d'un milieu non diffusant, indicé selon le trajet optique $[0, x]$ s'exprime donc [3] :

$$L'_{\lambda} = \int_0^x L_{\lambda}^0(T_{s'}) \cdot \frac{d\tau'_{\lambda}}{ds'} ds' + \int_0^x S_{i,eff} L_{\lambda}^0(T_{s'}) \frac{d\tau'_{\lambda}}{ds'} ds'$$

Le premier terme correspond à l'émission - absorption des gaz produits par la combustion. Le deuxième terme correspond à l'émission des particules présentes dans le milieu. La concentration est exprimée par le terme de section efficace des particules [4].

La résolution de cette équation au niveau numérique demeure complexe car la discrétisation du milieu en N éléments homogènes et isothermes introduit une fonction erreur dans le calcul de l'intégrale qui limite le nombre d'éléments. Nous nous proposons ici d'illustrer la résolution de cette équation dans des configurations particulières de combustion. Ainsi, pour chaque application, nous avons conçu un système de mesure le plus compacte possible et un algorithme d'inversion qui permet de reconstituer le profil en température et en concentration du jet ou de la flamme dans l'axe de visée.

II] Analyse des champs de température des jets des propulseurs :

Moteur de fusée, combustion de propergols solides

Cas de la coupe du jet à symétrie de révolution.

Nous avons étudié un jet issu d'une combustion de propergol solide. Les particules étudiées (Al_2O_3), ont toutes une surface difficilement mesurable. Pour éliminer cette inconnue, il est nécessaire de faire une mesure à deux longueurs notés λ_1 et λ_2 . Notre système de mesure bi-chromatique recueille sur chaque détecteur, la luminance émise par les particules et les gaz de combustion [5].

Dans l'ultraviolet, les gaz sont très peu émissifs. Les transitions électroniques des molécules ne sont pas excités car la température de réaction (1 500 - 3 000 K) n'est pas assez élevée. Le premier terme de l'équation de transfert radiatif devient négligeable. Un autre avantage de l'ultraviolet réside dans la très grande dynamique du signal à la température (signal double tous les 10 K). Ce choix de domaine de longueur d'onde peut s'avérer si l'on utilise des détecteurs capables de quantifier les très faibles niveaux de flux (photomultiplicateurs, montés soit en comptage de photon, soit en courant) [6].

Le principe de la mesure est d'enregistrer les flux de mesure sortant sur un axe horizontal à deux longueurs d'onde (lame séparatrice) en balayant le plan de coupe. Nous avons choisi comme mode de sélection des longueurs d'onde, des filtres interférentiels centrés sur $\lambda_1 = 0,36$

μm et $\lambda_2 = 0,39 \mu\text{m}$ et de largeur spectrale $\delta\lambda = 90\text{nm}$. Selon l'importance du flux lumineux, on utilise un jeu de trous calibrés allant de 1 000 à 5 μm . Un système de miroirs oscillants permet de balayer une coupe du jet à une fréquence définie par l'utilisateur (par défaut la fréquence vidéo). Avec cet appareillage, nous avons effectué des mesures sur jets de propulseur à poudre sur le site du C.A.E.P.E à S^t Medar en Jalles. La *figure 1* montre les signaux enregistrés aux deux longueurs d'onde.

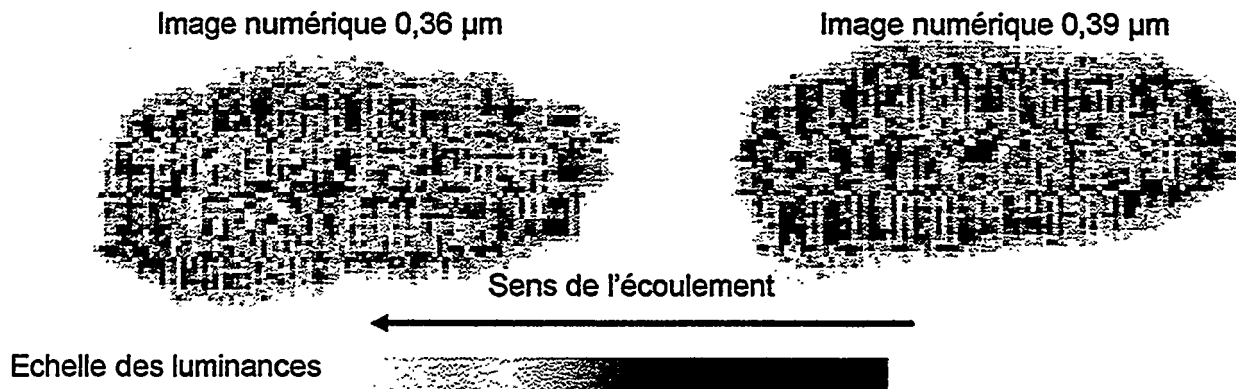


Figure 1 Image de la flamme d'un propulseur à poudre de grande dimension à deux longueurs d'onde

A partir de ces deux images de luminance (étalonnage des niveaux numériques sur un corps noir à 1 600 K). L'algorithme d'inversion permet à partir des mesures sur le bord de la flamme (repéré par une brusque variation de signal) de déterminer la température de cet élément par la loi de Planck (émissivité des particules égale à 0,5). En utilisant l'hypothèse de révolution du jet, on connaît l'émission des éléments de périphérie, puis on remonte vers le centre du jet (méthode dite de «pelure d'oignon»). Pour chaque ligne visée, les paramètres thermodynamiques de l'élément au centre du jet sont déterminés par la valeur de la luminance aux deux longueurs d'onde. La figure 2 présente les résultats obtenus en température sur le même jet.

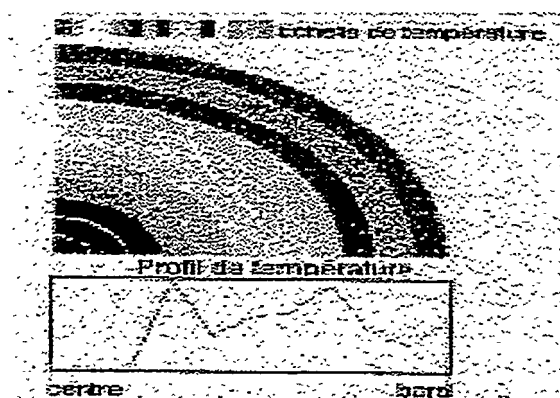


Figure 2 Profils de température sur jets de propulseur à poudre

Ces résultats ont été validés par le C.A.E.P.E et ont permis d'ajuster la géométrie des tuyères. Nous allons étudier l'inversion dans le cas d'une colonne de gaz hétérogène et anisotherme, visée sur un seul axe.

III] Analyse des champs de température dans les gaz

Echappement de moteur, produits de combustion

Cas de la colonne hétérogène et anisotherme discrétisé en N éléments.

Nous avons utilisé comme système de mesure un spectromètre à transformée de Fourier, de résolution spectrale $0,5 \text{ cm}^{-1}$. Le domaine spectral étudié est celui des têtes de bandes du CO_2 ($4,17\text{-}4,22 \text{ }\mu\text{m}$) Cette zone présente le double avantage, d'un effet thermométrique du à des points de rebroussement dans la distribution spectrale des raies, et de l'absence d'autres gaz émissifs que le CO_2 .

Nous avons visé dans un plan perpendiculaire la sortie d'un échappement de moteur pour différents régimes. Un filtre anti - suie a été disposé afin d'éliminer les particules dans l'écoulements. Le second terme de l'équation de transfert radiatif devient négligeable. La figure 3 montre l'évolution du spectre du CO_2 ($2\,350\text{-}2\,400 \text{ cm}^{-1}$) en fonction des tours moteurs [7].

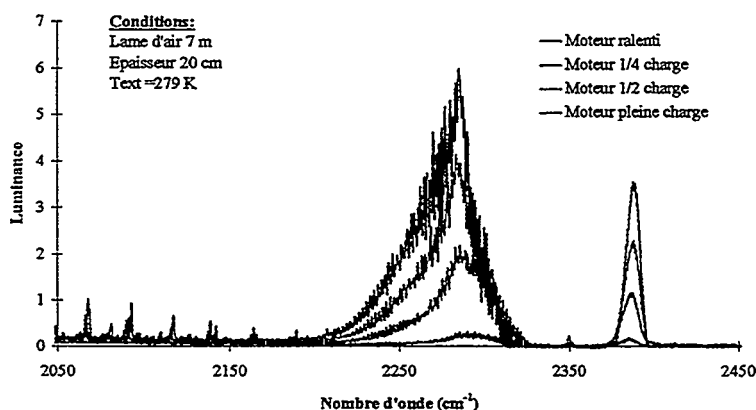


Figure 3: Mesure de l'échappement d'un moteur de 100 kW, visé à 7 m dans le domaine $2\,050\text{-}2\,450 \text{ cm}^{-1}$ (spectromètre FTIR)

Nous avons modélisé le spectre d'émission - transmission du CO_2 , dans ce domaine spectral, en fonction de la température et de la pression partielle du gaz et la pression totale du milieu. Le volume visé, par définition hétérogène et anisotherme, est assimilé à un cylindre discrétisé en plusieurs éléments homogènes et isothermes. Par la mesure, nous obtenons une série de luminances pour différents nombres d'onde. L'identification des paramètres température et pression partielle (pour une pression totale connue) se fait donc en résolvant le système constitué par le nombre de mesures en fonction du nombre d'inconnues qui sont les couples (T, C) de chaque élément. Nous disposons dans tous les cas d'un système de $2N$ équations à $2N$ inconnues.

Le principe de l'inversion est de minimiser la fonction définie comme l'écart quadratique entre le spectre mesuré (cf figure3) et le spectre modélisé pour différents couples de température et de pression partielle. La définition de l'estimateur est la somme sur chaque raie de l'écart quadratique entre la solution et le calcul. Nous avons limité le nombre d'éléments à 4 afin de faciliter la convergence du programme d'inversion. Nous avons développé un programme fondé sur la minimisation de cette fonction par l'algorithme non linéaires du simplex.

Dans le cas d'une identification en plusieurs éléments, le programme doit prendre en compte l'existence de minimum locaux de l'estimateur dans l'espace des solutions. Pour résoudre cette particularité, nous avons, d'une part, effectué un pré-conditionnement des valeurs d'initialisation par un balayage à pas grossier en température et en concentration. Nous pouvons réduire l'espace de recherche des solutions. D'autre part, lorsque le programme semble converger vers une famille de solutions et au bout d'un nombre fini d'itérations (100), nous ajoutons une valeur aléatoire égale à 20 % des valeurs déterminées afin de mesurer la stabilité de la solution.

Si le programme converge à nouveau vers cette famille de solutions, le programme s'arrête pour l'obtention de la condition de sortie

Si le programme converge vers une autre famille de solutions, le processus est recommencé jusqu'à obtention d'une solution stable.

Dans le cas de la mesure de l'échappement du moteur à plein régime, nous avons identifié la répartition en températures et en concentrations en 4 éléments. Dans un premier temps une pré-zone de solutions a été définie par un balayage systématique à pas important des solutions. A partir de ce profil, nous avons convergé vers la solution présentée sur la figure 5 (temps de calcul 6 heures). La figure 4 présente la comparaison entre le spectre mesuré et celui calculé par l'algorithme.

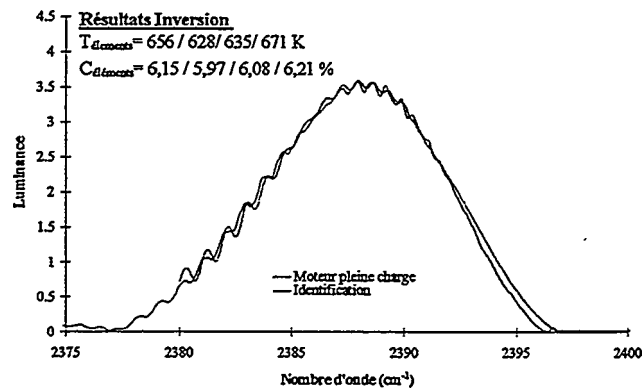


Figure 4 Comparaison des spectres modélisés et mesurés

Le profil retrouvé a été comparé avec une mesure de thermocouple. L'accord est satisfaisant (écart de 11 K)

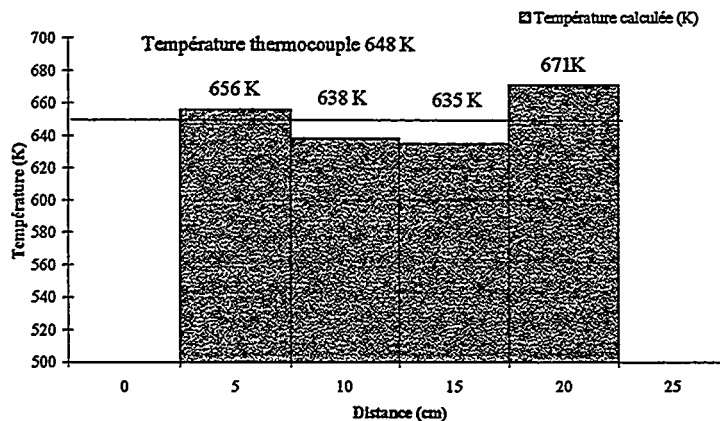


Figure 5 Histogramme en températures

Ce type de calcul d'inversion reste pour l'instant limité en nombre d'éléments et en profondeur. Cette raison impute essentiellement au choix du CO_2 comme molécule d'étude. En effet celui ci possède un moment dipolaire très important et par conséquent est très absorbant. cela empêche la convergence du programme. Une trop grande discrétisation multiplie l'existence de minimums locaux, et ne permet plus de converger vers la solution.

Des travaux complémentaires sont actuellement en cours au laboratoire, afin de contourner cette difficulté.

IV] Analyse des champs de températures des gaz [8] :

Statoréacteurs, combustion Hydrogène - Air

Cas du plan sans symétrie - Maillage 3 x3

Le troisième cas d'application demeure le plus complexe. il s'agit de déterminer les champs de température et de concentration dans une coupe transversale de jet d'un statoréacteur. Outre, les contraintes liées à l'installation sur site d'un éventuel appareillage optique (vibration de l'ordre de 140 dB), la principale difficulté réside dans l'algorithme d'inversion.

Le but que nous nous fixés est d'établir une cartographie (maillage 3x3) d'une coupe transversale d'un jet de statoréacteur Hydrogène - Air. Comme dans toutes les méthodes passives présentées précédemment, nous avons modélisé le spectre d'émission d'une molécule présente en quantité suffisante à l'issue de la combustion. Nous avons choisi la molécule H₂O. Cette dernière ne présente pas comme le dioxyde de carbone d'effets thermométrique remarquable. Nous avons sélectionné, après une étude spectroscopique, sur la sensibilité à la température et à la concentration trois longueurs d'onde qui sont : $\lambda_1 = 0,72 \mu\text{m}$; $\lambda_2 = 1,78 \mu\text{m}$, $\lambda_3 = 5,15 \mu\text{m}$ (filtres interférentiels les plus étroits possibles). Une fois acquise, la connaissance de l'évolution en température et en concentration de ces trois raies, dans les conditions expérimentales de mesure, nous sommes en mesure théoriquement de résoudre le système composé de 6 équations avec 6 inconnues (les trois équations supplémentaires sont liés, maillage). La figure 6 rappelle donc la problématique de l'inversion.

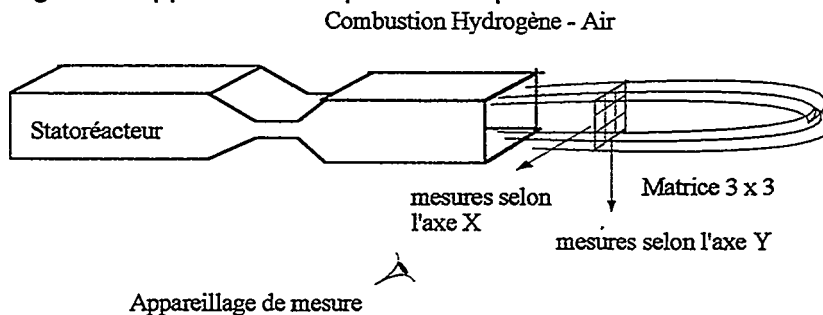


Figure 6 : Problématique de l'inversion sur le statoréacteur

La figure 7 illustre l'environnement liée à la mesure, en présentant un essai de tir de statoréacteur légèrement supersonique (disques de mach)



Figure 7 Tir d'un statoréacteur à M>1

L'appareillage, que nous avons développé (caméra tri-chromatique) permet de réaliser un balayage transversale de la flamme selon deux axes notés X et Y grâce à un miroir oscillant. Pour un point i de la flamme, les faisceaux suivant chaque axe sont séparés en par une lame

séparatrice, chacun des faisceaux résultants étant filtré à une longueur d'onde ($\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$) puis modulé à une des fréquences (f_1, f_2, f_3, f_4). Il en résulte des faisceaux identifiés par des couples (λ_i, f_i) sur les deux axes. Les faisceaux sont ensuite recomposés par des séparatrices puis focalisés à l'aide d'un miroir parabolique sur une barrette de détecteurs InsB. Le signal reçu sur le détecteur est la somme des quatre faisceaux filtrés et modulés. Une détection synchrone assure la démodulation des faisceaux aux fréquences (f_1, f_2, f_3, f_4) et donne les luminances suivant les axes X et Y pour le point de mesure (i,j). La sommation des luminances sur un carré de côté (X/3) permet de déterminer un maillage suivant les deux en trois éléments. Une caméra visible permettant une troisième longueur d'onde de mesure a été insérée dans le schéma optique présentée sur la figure 8 (principe équivalent - division des faisceaux par lames séparatrices) [9].

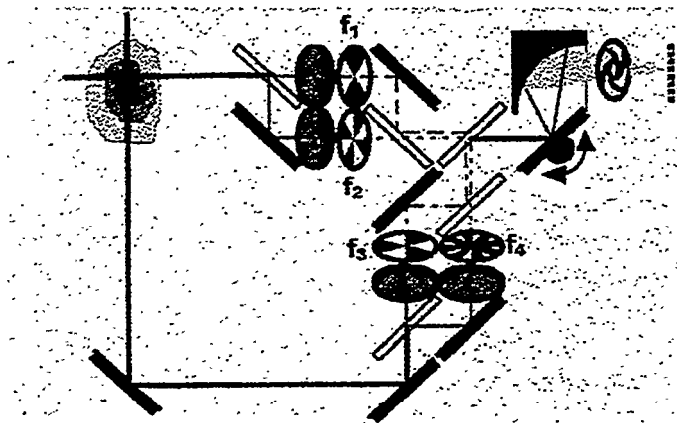


Figure 8 Schéma du montage expérimental (2 longueurs uniquement)

Les nombreuses améliorations, ainsi qu'une description plus détaillée du montage peuvent être consultées dans [9].

Un exemple de signal enregistré sur une voie, au cours du temps est présenté sur la figure 10, par notre appareillage. Le comparatif avec le profil de richesse pendant le même essai, montre que notre système est parfaitement opérationnel. Le décalage, dans le temps, entre les deux profils est dû uniquement à un déclenchement retardé du système d'acquisition.

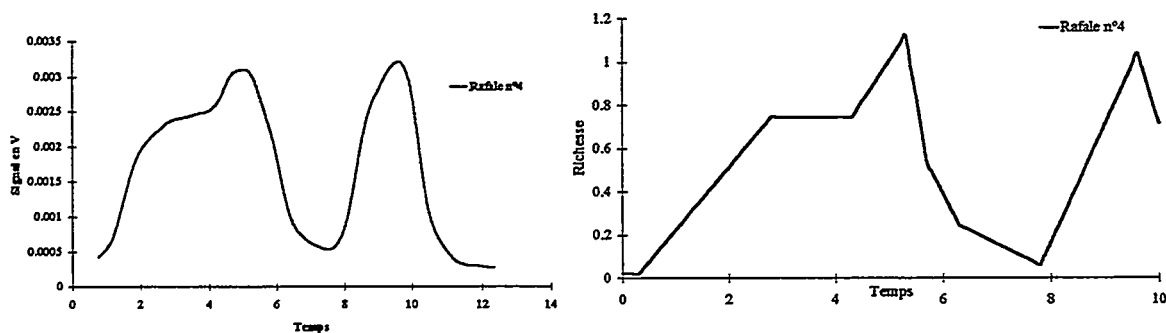


Figure 9 : Comparaison Profil IR/Richesse

Le signal a été lissé par simple filtrage. À partir des signaux sur chaque voie, nous devons résoudre le problème inverse afin de déterminer la répartition en température et en concentration sur chaque voie.

La première méthode développée, consiste à une recherche systématique des solutions (après étalonnage dans les conditions de manipulation avec un corps noir). Nous déterminons par simple recherche des minima à la fonction quadratique définie comme l'écart entre la mesure et la modélisation des longueurs d'onde d' H_2O utilisés. Les solutions ne correspondant pas à des critères physiques (introduction de paramètres de combustion) sont éliminées. Dans ce cas, nous sommes à même de déterminer un faisceau de solution pour chaque voie avec une incertitude de l'ordre de 100 K sur la température et 10 % sur la concentration. Cette méthode basique permet

de définir une zone probable de solutions mais demeure relativement imprécise sur la répartition exacte des champs de température et de concentration.

La deuxième méthode utilisée consiste à utiliser la méthode du recuit simulé. Il s'agit également de minimiser une fonction définie comme la somme des valeurs absolues des écarts des luminances mesurées et celles calculées. Nous générons à partir d'une distribution initiale une variation élémentaire d'un des 18 paramètres de la carte (maillage 3x3 -9 couples de T et C) de manière tout à fait aléatoire par tirage de la case à modifier et de la nature de la modifier. On évalue ensuite la fonction coût f .

$$f = \sum_{\lambda=\lambda_1}^{\lambda_3} \left(\sum_{j=1}^3 \Delta L_x(\lambda, j) \right) + \sum_{i=1}^3 \Delta L_x(\lambda, i)$$

La variation entre les deux configurations permet de converger une solution en fonction d'un critère d'acceptation.

Pour initialiser ce programme, nous avons effectué sur chaque colonne le rapport à deux longueurs d'onde. Connaissant l'évolution des raies en température et en concentration, nous avons ainsi déterminé des valeurs moyennes relativement proches de la solution. L'application de l'algorithme du recuit a permis de retrouver un maillage 3 x3 proche (écart 50 K sur un niveau de 1 800 K, 6 %) des valeurs calculées par le code aéro-thermochimiques Diamant.

La troisième méthode mise en oeuvre consiste à remplacer la discrétisation du jet par éléments homogènes et isothermes par des fonctions continues le long des axes X et Y. Une fois les mesures acquises, il est nécessaire de mettre en place un algorithme numérique afin d'obtenir l'état local de température et de concentration d'eau au sein de la flamme du statoréacteur. Pour ce faire, nous développons une méthode d'inversion du système intégrale non-linéaire modélisant l'expérience. Les mesures étant effectuées sur un carré de côté $2a$, nous devons, en chaque point des droites $x=a$ et $y=a$, vérifier l'équation :

$$F(\lambda, T, C) = \int_{-a}^a \varepsilon(\lambda, T(x, Y)) C(x, Y) e^{-\int_x^a \varepsilon(\lambda, T(\xi, Y)) \lambda^5 C(\xi, Y) (e^{-C_2 / \lambda T(\xi, Y)} - 1) / C_1 d\xi} dx = L(Y) \quad (1)$$

$$H(\lambda, T, C) = \int_{-a}^a \varepsilon(\lambda, T(X, y)) C(X, y) e^{-\int_y^a \varepsilon(\lambda, T(X, \xi)) \lambda^5 C(X, \xi) (e^{-C_2 / \lambda T(X, \xi)} - 1) / C_1 d\xi} dy = L(X)$$

Ce système étant très sensible aux mesures, nous avons choisi d'interpoler la solution par des B-splines cubiques naturelles d'approximation [10],[11] sous la forme :

$$T(x, y) = \sum_{i,j=1}^N T_{ij} \varphi_i(x) \varphi_j(y) \quad \text{et} \quad C(x, y) = \sum_{i,j=1}^N C_{ij} \varphi_i(x) \varphi_j(y) \quad (2)$$

Nous avons donc généré un maillage uniforme (fig 10) sur lequel apparaît $2N^2$ paramètres (N^2 températures et N^2 concentrations).

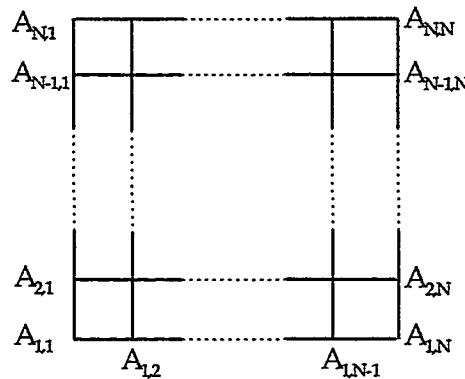


Figure 10 : Maillage (A=T ou C)

Dans l'expression (2), $\phi_k(x)$ est obtenue à partir de la fonction de base :

$$B(t) = \frac{1}{6h^3} ((t)_+^3 - 4(t-h)_+^3 + 6(t-2h)_+^3 - 4(t-3h)_+^3 + (t-4h)_+^3)$$

où $(t-\alpha)_+ = \begin{cases} t-\alpha & \text{si } t > \alpha \\ 0 & \text{si } t \leq \alpha \end{cases}$, $h = \frac{2a}{N-1}$ est le pas du maillage.

dont la forme est donnée sur la figure suivante ($h=1$) :

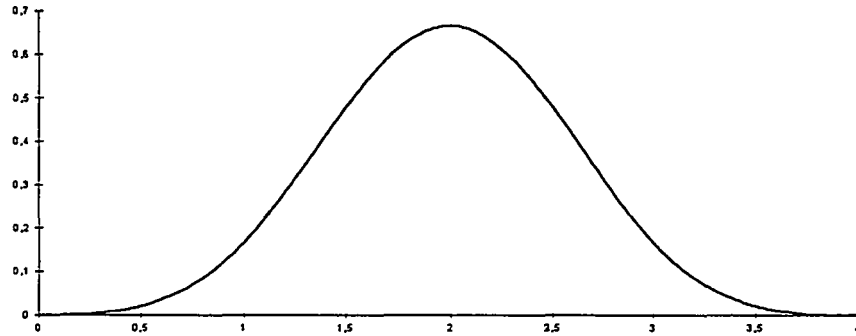


Figure 11 : La spline de base

Le système non-linéaire (1) est ainsi transformé en un système discret de $2N^2$ équations non-linéaires à $2N^2$ inconnues. Pour le résoudre, nous utilisons une méthode de minimisation de fonctionnelle [12],[13]. Ce système s'écrit alors sous la forme suivante :

$$J(T,C) = \frac{1}{2} \sum_{m=1}^{N^2} [F_m(\lambda, T, C) - L(Y_m)]^2 - \frac{1}{2} \sum_{m=1}^{N^2} [H_m(\lambda, T, C) - L(X_m)]^2$$

Le dernier point d'approximation est la détermination des points de mesures propre à l'algorithme. Pour ce faire, nous lissons les résultats expérimentaux par des fonctions B-splines cubiques naturelles d'interpolation en déterminant des points caractéristiques équi-répartis comme nous le montre la figure suivante :

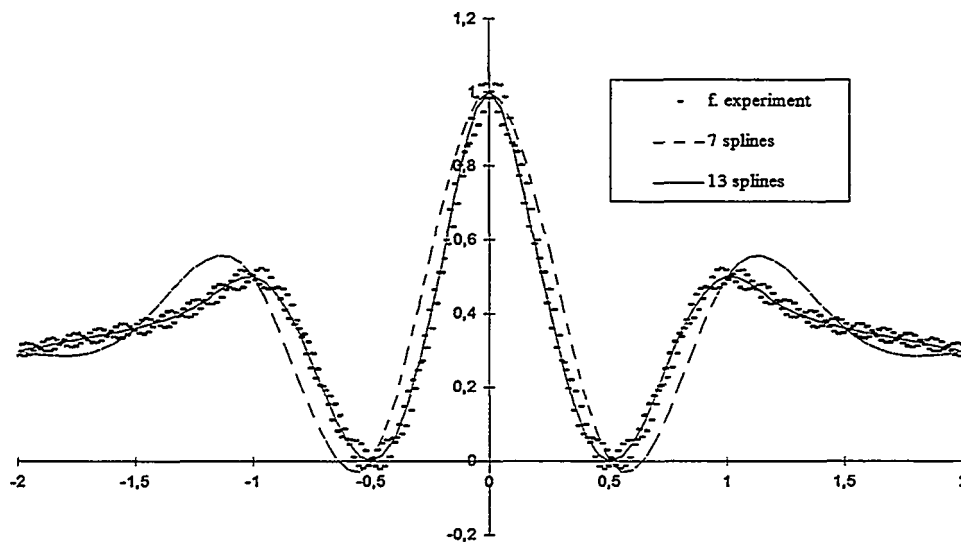


Figure 12 : Interpolation de mesures

Cette méthode est actuellement en cours de développement au laboratoire. Des premiers essais sur des valeurs simulées et non bruitées ont permis de gagner un gain dans le temps de calcul et une plus grande précision sur les valeurs recherchés.

Conclusion

La détermination des champs de température et de concentration dans un jet contenant des particules ou des gaz, par spectroscopie d'émission, est liée à une modélisation d'une molécule en fonction des paramètres thermodynamiques. Nous avons testé cette méthode sur trois cas distincts.

Nous avons déterminé, sur un jet de propulseur à poudre, le champ de températures à l'aide d'un système bichromatique. L'inversion a utilisé l'hypothèse de symétrie de révolution du jet.

Nous avons déterminé, sur une colonne de gaz, la répartition en 4 éléments d'un champ de température et concentration, à partir du spectre d'émission du CO₂. L'algorithme d'inversion est fondée sur la méthode du simplex, avec tirage d'une variable aléatoire afin d'éviter les minimums locaux.

Nous avons déterminé, sur jet de gaz issu d'un statoréacteur, le maillage 3 x3 d'une coupe transversale de jet. Plusieurs méthodes ont été testés, allant d'un balayage systématique des solutions jusqu'à l'introduction de fonctions B-Splines dans le critère de minimisation.

Références

- [1] Groupement Français de la Combustion, « *Les mots de la combustion* », 1993
- [2] H.C. Hottel, A.F. Sarofim, « *Radiative transfer* », Mc Graw Hill, 1967
- [3] J. Taine, « *Rayonnement dans les gaz de combustion* », R.F.M, 1989
- [4] J. Taine, « *Introduction aux transferts radiatifs* », Masson, 1992
- [5] D. Fournet, « *Mesures de température et de concentration d'un jet de particules* », Contrat DRET, 1993
- [6] P. Hervé, « *Température vraie et facteur d'émission: un nouveau pyromètre* », Techniques de l'Ingénieur
- [7] O. Jacquot « *Etude du profil de température et de concentration dans une flamme par spectroscopie infrarouge* », Thèse de doctorat, Paris 10, 9 Juillet 1997
- [8] D. Fournet « *Etude des propriétés thermo-optiques des milieux polyphasiques- application aux jets de propulseur* » Thèse de doctorat, Paris 10, 14 janvier 1997
- [9] D. Bouchaud « *Rapport de synthèse sur contrat prepha* » D.G.A- N T E/EPP.0161/97
- [10] De Boor (1978), *A practical Guide to Splines*, Applied Mathematical Sciences Volume 27, Springer-Verlag.
- [11] Bartels, Beaty, Barsky (1987), *An Introduction to Splines for use in Computer Graphics and Geometric Modeling*, Kaufmann Publishers.
- [12] Cea (1971), *Optimisation*, Dunod
- [13] Vignes, Alt, Pichat (1980), *Algorithmes numériques, analyse et mise en œuvre. Vol 2 : équations et systèmes non linéaires*, Editions Technip

SOCIETE FRANCAISE DES THERMICIENS

Journée d'Etudes organisée par la Section Rayonnement

Mercredi 21 Janvier 1998

MESURE DES TEMPERATURES DANS LES ECOULEMENTS

RESTITUTION DE PROFILS DE TEMPERATURE ET D'ESPECES DANS LES FLAMMES DE PREMELANGE PAR INVERSION DES DONNEES DE TRANSMISSION ET D'EMISSION INFRAROUGE

Farchid YOUSEFIAN et Michel LALLEMAND

Laboratoire d'Etudes Thermiques, (U.M.R 6608 C.N.R.S)
Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et Aérotechnique
86960 Poitiers, Futuroscope Cedex, France

RESUME.

Nous présentons les méthodes que nous avons mises en œuvre afin de retrouver les profils de température et d'espèces dans des flammes axisymétriques de pré-mélange. Elles sont basées sur l'inversion de l'Equation de Transfert Radiatif, et exploitent des données de transmissivité et/ou d'émissivité spectrales directionnelles de l'objet mesurées en spectroscopie haute ou basse résolution. En HR l'inversion de résultats simulés ont été effectuées par la méthode du quotient des intensités de deux raies du spectre ro-vibrationnel de CO. En BR il a été possible d'inverser les résultats de mesures obtenus par spectrométrie infrarouge et de dresser la cartographie thermique et d'espèces d'une flamme propane-air. Dans les diverses situations décrites les domaines de validité des hypothèses sur lesquelles se fondent les méthodes sont discutés. Les techniques d'inversion mises en œuvre en balayage angulaires (à fréquence fixes du rayonnement) sont : la transformation d'Abel, celle du gradient conjugué et de son adjoint, et en balayage spectral (à ligne de visée fixée) celle de Chahine-Smith. La reconstruction de ces profils a été effectuée en se référant aux bases de données spectrales raie par raie et à un Modèle Statistique à Bande Etroite.

1. INTRODUCTION

Les diagnostics des gaz chauds, des flammes et des plasmas à partir des données spectroscopiques haute (HR) et basse résolution (BR) peuvent être effectués grâce d'une part, au développement des diodes laser ajustables et d'autre part, à la spectrométrie à transformée de Fourier. Les écoulements de gaz semi-transparents à haute température étant le plus souvent thermiquement non-uniformes les méthodes spectroscopiques ont conduit pendant longtemps à des températures et des concentration moyennées sur un trajet optique [1,2]. Mais il est possible, par analyses radiatives inverses, basées sur l'Equation de Transfert de la Luminance, de reconstruire des champs de température [3] et d'espèces stationnaires établis au sein de structures thermiques (réactives ou non) en collectant un ensemble de mesures d'absorption et d'émission données en fonctions d'un paramètre d'observation, soit directionnel, soit spectral (Lallemant and Soufiani [4]).

Nous avons rassemblé dans ce papier pour des gaz chauds et des flammes, les résultats de reconstruction de profils de température et de concentration par inversion de l'ETR basés : 1/ en spectroscopie d'absorption ou d'émission HR, sur la technique du quotient de deux raies, [5-7], 2/ en BR sur la solution du double problème inverse absorption/émission large bande qui a permis de dresser la cartographie thermique expérimentale d'une flamme de pré-mélange [8-10], 3/ sur les méthodes de sondage spectral très large bande de Chahine-Smith [11,12].

2. ANALYSE RADIATIVE

2.1. Absorption et émission monochromatique d'un milieu semi-transparent axisymétrique.

On considère un milieu émettant-absorbant (non diffusant) (Fig.1) au sein duquel sont établis un profil de température, $T(r)$, et un profil de fraction molaire d'une espèce (dans notre cas CO), $x_{CO}(r)$. Dans une section droite normale à l'axe de symétrie, on peut mesurer, associé à la position p par rapport à la ligne de visée centrale, un ensemble de luminances spectrales directionnelles correspondant aux phénomènes d'émission ou de transmission.

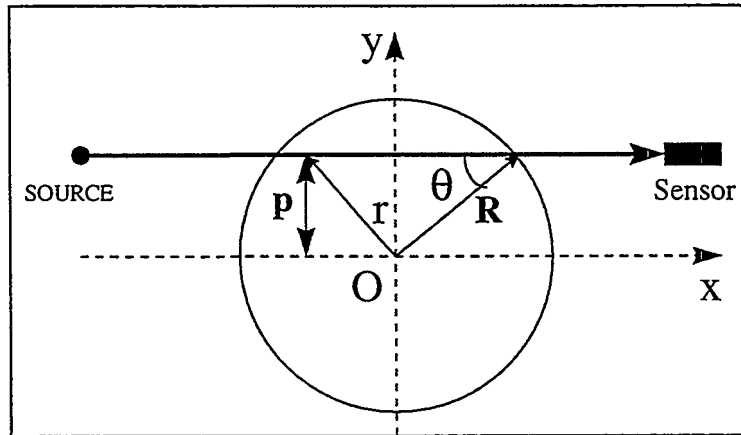


Figure 1: Schéma d'une flamme axisymétrique

La luminance $I_v(s, \Omega)$, dans la direction Ω , est solution de l'équation de transfert radiatif (ETR), qui dans un milieu d'indice de réfraction égal à l'unité, s'écrit :

$$\frac{dI_v(s, W)}{ds} + \kappa_v(s)I_v(s, W) = \kappa_v(s)I_v^\circ[T(s)] \quad (1)$$

$\kappa_v(s)$ le coefficient d'absorption spectral au point courant d'abscisse s et $L_v^\circ[T(s)]$ la fonction de Planck locale. Pour un milieu axisymétrique à l'Equilibre Thermodynamique Local, la luminance monochromatique de l'émission correspondant au paramètre de vue (p), est donnée par

$$L_v(p) = 2\sqrt{t_v(p)} \left\{ \int_p^R \frac{\kappa_v(r) L_v^\circ[T(r)] r}{\sqrt{r^2 - p^2}} \cosh \left[\int_p^r \frac{\kappa_v(r') r' dr'}{\sqrt{r'^2 - p^2}} \right] dr \right\} \quad (2)$$

Dans cette expression $t_v(p)$ est la transmittivité associée à la position p et R un rayon de travail arbitraire, $t_v(p)$ est reliée au profil d'absorption par l'équation d'Abel's:

$$\text{Log } t_v(p) = \left[- \int_p^R \frac{\kappa_v(r)}{\sqrt{r^2 - p^2}} r dr \right] \quad (3)$$

Il est essentiel de remarquer que du point de vue de la mesure, les valeurs expérimentales associées à L_v et t_v , données par les expressions monochromatiques (2 et 3), sont en fait intégrées sur un intervalle de fréquence $\Delta\nu \approx 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ en HR et $\Delta\nu \approx 4 \text{ cm}^{-1}$ en B.R.

3. RESTITUTION DE PROFILS DE TEMPERATURE ET DE CONCENTRATION DANS UN GAZ CHAUD. PAR SPECTROSCOPIE HAUTE RESOLUTION

3.1 Expression haute résolution du coefficient d'absorption et de l'intensité de raie

En spectroscopie HR, les raies individuelles seront observées. Pour une colonne non-homogène d'un gaz parfait, le coefficient d'absorption local $\kappa(r)$ est relié à la fraction molaire $x_\mu(r)$ et aux caractéristiques radiatives du gaz par

$$\kappa_v(r) = x_\mu(r) P S_{ij}^\mu(T(r)) f(\nu - \nu_0) \quad (4)$$

où, P est la pression totale, $S_{ij}^\mu(T)$ ($\text{cm}^{-2} \cdot \text{Atm}^{-1}$) est l'intensité d'une raie reliée à la transition entre deux niveaux d'énergie ro-vibrationnels i and j (ici : $V'J' - V''J''$), et $f(\nu - \nu_0)$ est le profil de raie normalisé. En termes du coefficient d'Einstein A_{ij} (s^{-1}) d'émission spontanée, l'intensité par molécule est donnée par:

$$S_{ij}^\mu(T) = \frac{1}{8\pi} \frac{c}{k_B T \nu^2} \frac{n_i^\mu}{n_\mu} A_{ij} (1 - \exp(-h\nu / k_B T)) \quad (5)$$

où n_i^μ/n_μ est la fraction de molécules de l'espèce μ dans le niveau i ; h , k_B et c ayant leur signification usuelle. Soit de manière développée

$$S_{ij}(T) = \frac{c}{8\pi\nu^2} \frac{A_{ij}}{kT} \frac{T_{rot}}{T} \exp\left(-\frac{T_{vib}}{T}\right) (2J+1) \exp\left(-J(J+1) \frac{T_{rot}}{T}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{T_{vib}}{T}\right)\right)^2 \quad (6)$$

$T_v = h\nu/k_B$ et $T_{rot} = Bh/k_B$ étant les températures vibrationnelle et rotationnelle [14].

L'intensité de raie pour CO à pression normale et à deux températures (296 and 1500K) est représentée pour le niveau vibrationnel $0 \leftarrow 1$ sur les Figs. 2a-b en utilisant les données de [15].

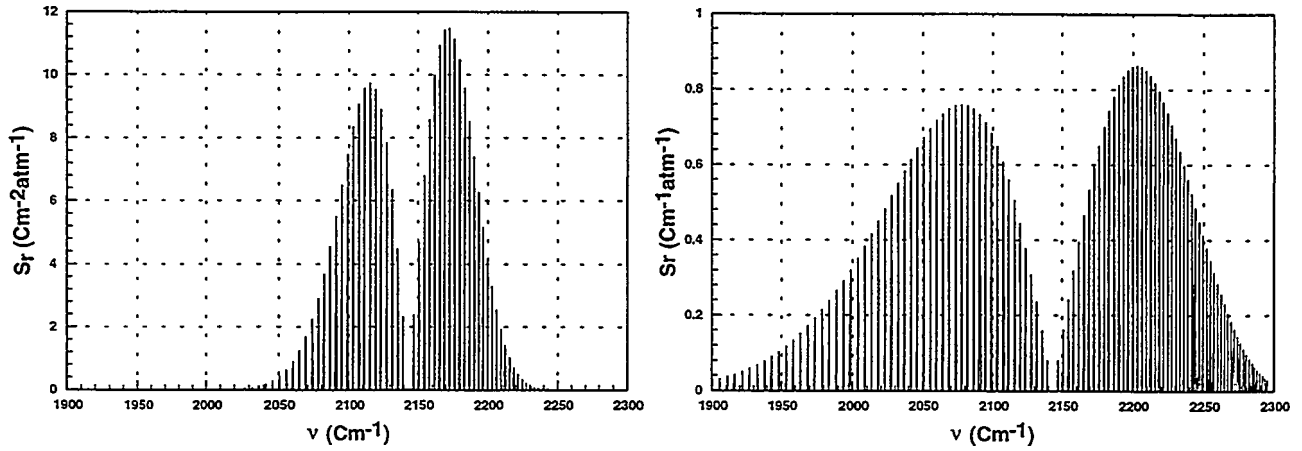


Figure 2. Intensité des raies de CO pour $v(0-1)$ à 1 Atm., (a) 300K, (b) 1500K

Pour un profil de raie normalisé, on a :

$$\int_{\delta\nu} \kappa_\nu(r) d\nu = PX\mu S_{ij}(T) = \frac{1}{8\pi} \frac{c}{\nu^2} A_{ij} C_\mu(r) F_v(T) F_J(T) \quad (7)$$

expression dans laquelle $C_\mu(r) = P x_\mu(r) / k_B T(r)$ et

$$F_v(T) = \exp(-T_{vib} \nu / T) (1 - \exp(-T_{vib} / T))^2 \quad (8a)$$

$$F_J(T) = (2J+1) \exp[-J(J+1)T_{rot} / T] \frac{T_{rot}}{T} \quad (8b)$$

3.2. Procédure générale d'inversion

Après avoir placé la relation (7) dans (3), puis en posant,

$$M(p) = (8\pi\nu^2 / c) A_{ij} \left[\text{Log} \int t_\nu(\kappa) d\nu \right]$$

l'équation intégrale suivante est obtenue;

$$M_\nu(p) = \int_p^R \frac{C_\mu(r) F_v[T(r)] F_J[T(r)]}{\sqrt{r^2 - p^2}} r dr \quad (9)$$

et par l'inversion, d'Abel:

$$C_\mu(r) F_v[T(r)] F_J[T(r)] = -\frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{[M_\nu(p)]'}{\sqrt{p^2 - r^2}} dp \quad (10)$$

($[M]'$ dérivée de $M(p)$).

3.3. Méthode de résolution de la transformation d'Abel

L'inversion d'Abel est un problème mal posé classique. Parmi les méthodes de résolution :

- * l'inversion d'Abel directe avec projection des données (Simonneau et al. [13]),
- * les méthodes d'inversion linéaires,
- * les méthodes itératives du gradient conjugué appliquée au problème régulé de l'opérateur et de son adjoint.

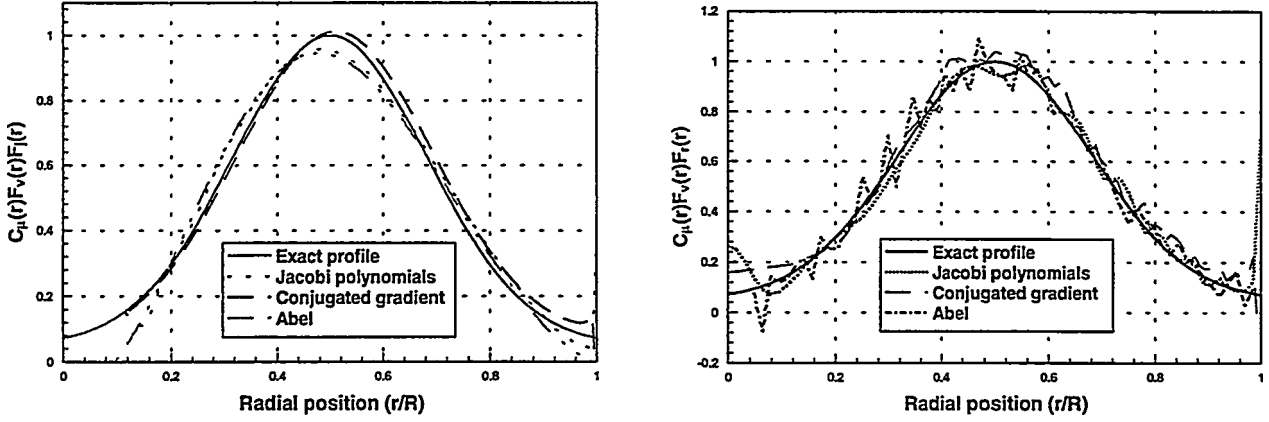


Figure 3. Reconstruction du profil $c_\mu(r)F_v(r)F_j(r)$ par trois techniques d'inversion (a) non bruitée, (b) bruit ($\pm 3\%$)

Les résultats de l'inversion des données de transmission, pour un objet semi-transparent de 1cm de diamètre avec 128 positions p , sont reportés sur les Figs. 3 a,b pour différentes techniques d'inversion.

4. RESTITUTION DE PROFILS D'ESPECES (DONNEES SIMULEES HR)

4.1. Validité des approximations

Suivant l'Eq.(3) la mesure de la transmission, intégrée sur δv est :

$$\int_{\delta v} t_v(k) dv = \int_{\delta v} \left[\exp \left(- \int_p^R \frac{\kappa_v(r)}{\sqrt{r^2 - p^2}} r dr \right) \right] dv \quad (11)$$

Les méthodes d'inversion que nous utilisons reposent sur l'approximation

$$\int_{\delta v} t_v(\kappa) dv = \exp \left(- \int_p^R \frac{\int_{\delta v} \kappa_v(r) dv}{\sqrt{r^2 - p^2}} r dr \right) \quad (12)$$

Les erreurs commises en HR due à cette approximation ont été évaluées pour les raies $P(4)$, $P(20)$ de CO à 2147 cm^{-1} dont les caractéristiques (centre de raie v_0 et coefficients d'Einstein A_{ij}) proviennent de la référence [15]. L'erreur relative est exprimée en fonction de largeur équivalente

$W(R)$, définie par $W(R) = \int_{-\infty}^{+\infty} [1 - \exp(-\kappa_v R)] dv$ sur la Fig. 4a aux températures 296 and 1500K.

Dans le cas de profils réels de température et de concentration dans une flamme on voit que jusqu'à $W(R) < 0.17$ l'erreur est inférieure à 2%.

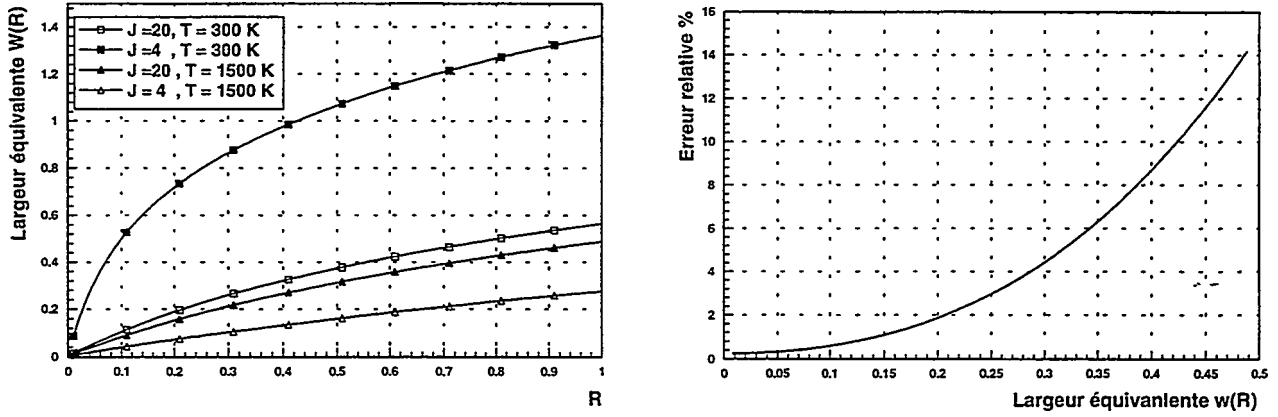


Figure 4: Validation of assumption (14): (a) Curve of growth, (b) relative error

4.2. Transmission et émission de raies ro-vibrationnelles dans un milieu axisymétrique.

Les données synthétiques de projections de transmittivités $t_v(p)$ et d'émission $L_v(p)$ correspondant aux raies sélectionnées de CO ($v=0$, $J=20$ et $J=25$), ont été calculées dans un mst axisymétrique pour des distributions de température et de la concentration établies ; elles sont représentées sur la Fig.5 en fonction du paramètre de position p .

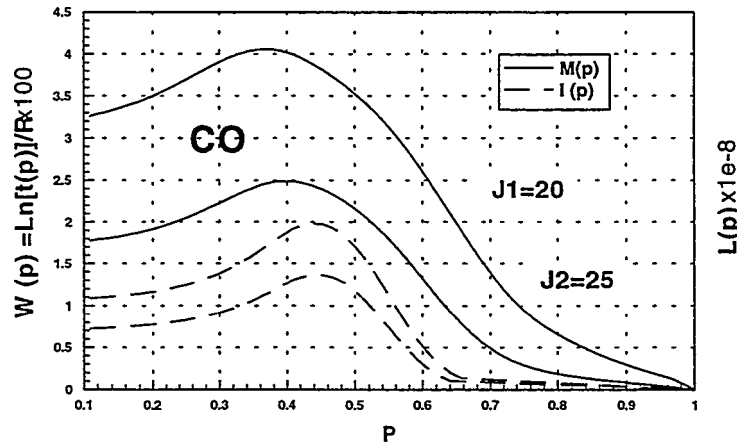


Figure 5. Transmission et émission directionnelles pour différents p des raies ro-vibrationnelles $J=20$ et $J=25$ de CO

4.3. La méthode du quotient de l'intensité de deux raies en transmission,

Par le résultat de l'inversion d'Abel, (Eqs.(10)) et le développement de $F_J(T)$, (Eq.8b), on a

$$c_\mu(r)F_v[T(r)]F_J[T(r)] = c_\mu(r)F_v[T(r)] \left[\frac{(2J+1)\exp[-J(J+1)T_{\text{rot}}/T(r)]}{T(r)/T_{\text{rot}}} \right] \quad (13)$$

En considérant deux raies rotationnelles distinctes (J_1 , J_2) appartenant au même niveau vibrationnel, v , le quotient $F_{J1}[T(r)]/F_{J2}[T(r)]$ s'écrit

$$\frac{F_{J1}(T(r))}{F_{J2}(T(r))} = \frac{(2J1+1)}{(2J2+1)} \exp[-J1(J1+1) - J2(J2+1)] \frac{T_{\text{rot}}}{T(r)}. \quad (14)$$

sa connaissance permet de déduire la valeur locale $T(r)$. Une fois celle-ci obtenue on trouve $x_\mu(r)$.

Afin de tester la procédure, des pseudo-mesures $M_\nu(p)$ ont été simulées pour CO dans les cas suivants: $v=0$, $J_1=20$, $J_2=25$, $T_{\text{vib}}=3120$ K, $T_{\text{rot}}=2.76$ K.

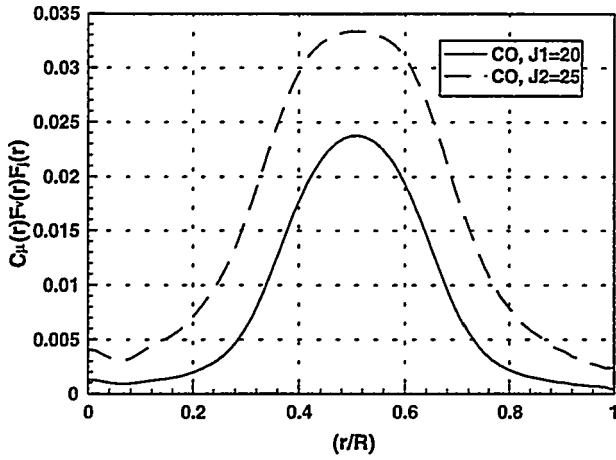


Figure 6. Restitution de $x_\mu(r)F_\nu(r)F_j(r)$

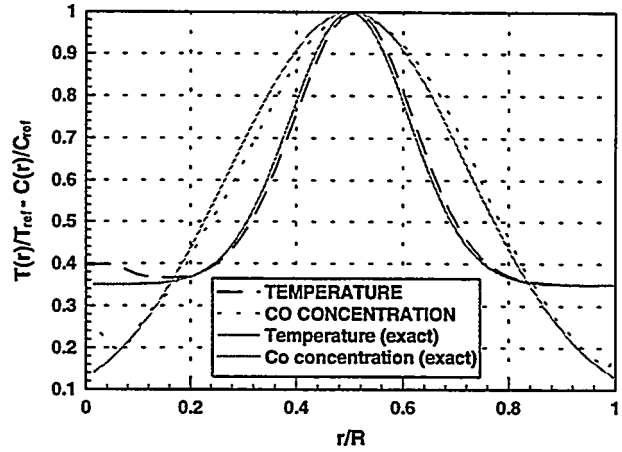


Figure 7. Restitution de $T(r)$ et $x_\mu(r)$

4.4. La méthode du quotient de l'intensité de deux raies en émission,

Dans ce cas on inverse les données d'émission intégrée associées à l'Eq.(2). On note que la valeur de la transmittivité $t_\nu(p)$ est nécessaire, et que pour cette raison l'inversion doit se faire itérativement. Dans ce cas l'inversion d'Abel conduit aux valeurs de

$$c_\mu(r)F_\nu[T(r)]F_j[T(r)]L^\circ[T(r)] \quad (15)$$

Les distributions radiales de température $T(r)$ et de concentration de species $x_\mu(r)$ sont retrouvées séparément en considérant la fonction (15) pour deux raies rotationnelles distinctes. La Fig. 8 illustre les profils restitués.

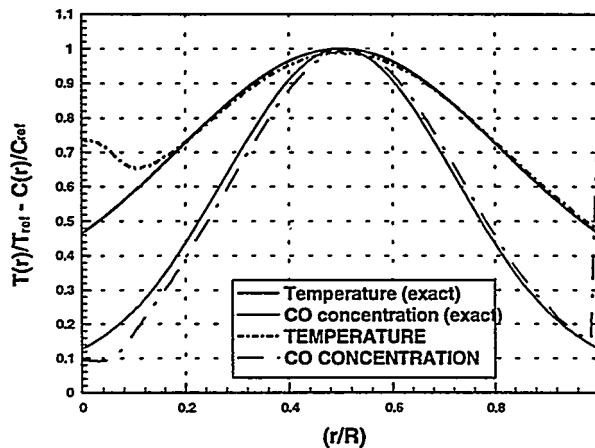


Figure 8. Profils de $T(r)$ et $c_\mu(r)$ par la méthode de Simonneau (sans bruit)

5. RESTITUTION DE PROFILS DE TEMPERATURE ET D'ESPECES EN BR

5.1. Validité des approximations de large bande (BR)

Dans la méthode expérimentale BR on procède à l'inversion des données de transmission et/ou d'émission directionnelles large bande de la flamme. Elles sont mesurées dans une section droite de la flamme à l'aide d'un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier associées à un angle θ donné (qui détermine le paramètre p). La flamme est observée dans la bande ν_3 du CO_2 à 2325 cm^{-1} . La résolution spectrale optimale permettant l'exploitation de ces spectres est apparue être de 4 cm^{-1} .

Il convient de vérifier les conséquences du choix de cette résolution spectrale sur la qualité et la valeur des résultats retrouvés par les méthodes d'inversion. Nous avons reconstitué le spectre du CO_2 dans la bande située autour de 2275 cm^{-1} (voir Figs. 9 a-b) et calculé la transmittivité moyenne exacte à partir de ce spectre sur des bandes de largeur variables comprises entre 0.1 et 25 cm^{-1} ainsi que les transmittivités B R calculée à partir de $\bar{\kappa}$ moyenné sur un spectre raie par raie synthétique. Pour cela nous nous sommes servis de la base de données du laboratoire EM2C fondée sur le modèle statistique à bande étroite (SNB) [16].

Le calcul de la transmittivité moyenne exacte est fait à partir du spectre synthétique de CO_2 (à la résolution de 0.01 cm^{-1}) donnée par,

$$\bar{t}_{\Delta\nu} = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \exp(-\kappa_\nu L x_{\text{CO}_2}) d\nu \quad (16)$$

et celui de la transmittivité B R à différentes résolutions spectrales par :

$$\bar{\kappa}_{\Delta\nu} = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \kappa_\nu d\nu \quad (17)$$

$$t_{\Delta\nu} = \exp -(\bar{\kappa}_{\Delta\nu} L x_{\text{CO}_2}) \quad (18)$$

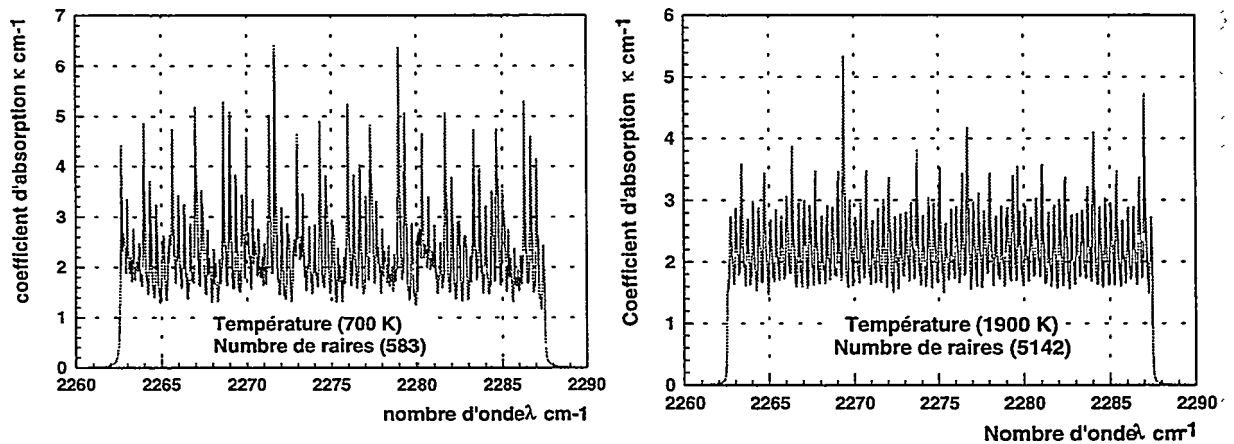
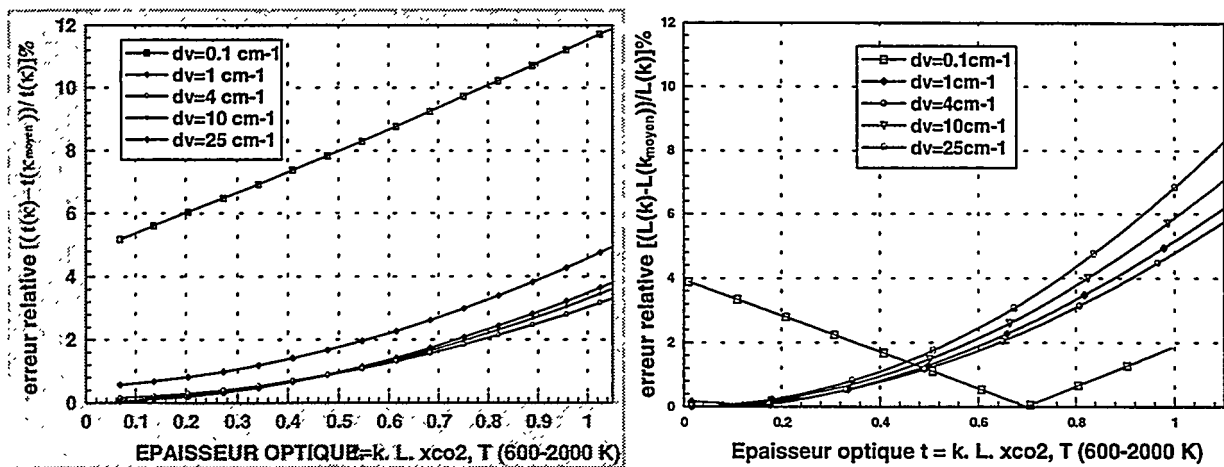


Figure 9. Spectre synthétique de CO_2 , (a) $T=700 \text{ K}$, (b) $T=1900 \text{ K}$

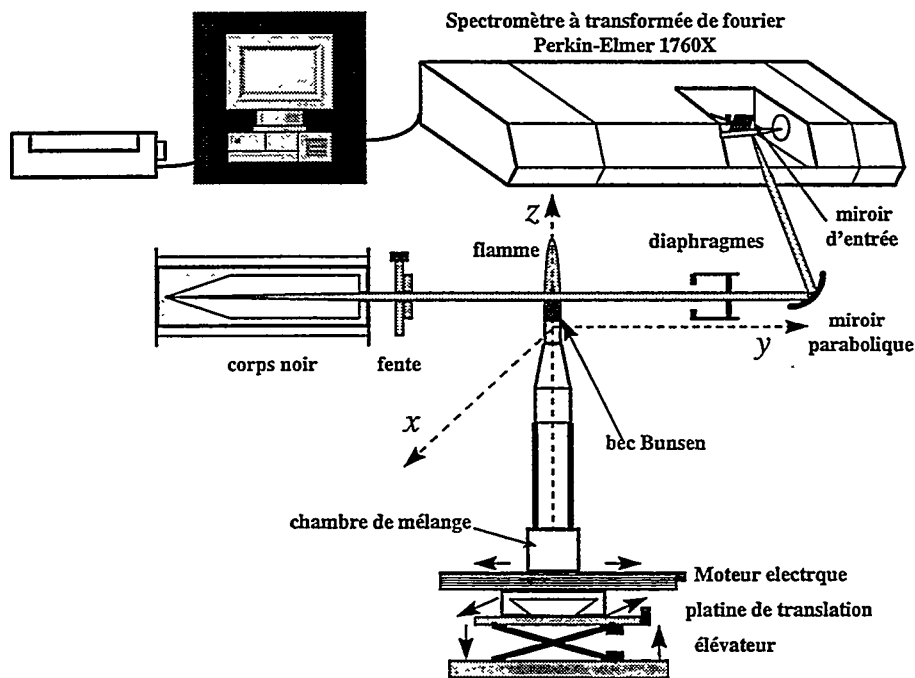
Les Figs.10 a-b montrent pour une colonne de CO_2 de température comprise entre 600 et 2000 K qu'à la résolution de 4 cm^{-1} l'erreur introduite par l'hypothèse large bande était inférieure à 2% jusqu'à des épaisseurs optiques de $0,8$.



6. APPLICATION DES METHODES D'EMISSION BASSE RESOLUTION

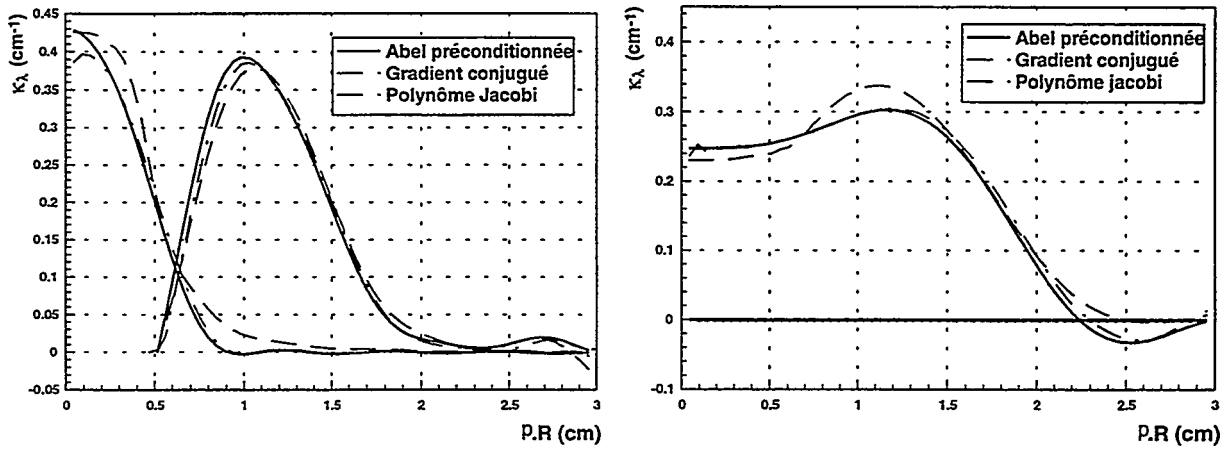
6.1. Le dispositif expérimental

La figure (12) montre le montage qui a servi aux les mesures de transmission et d'émission angulaires.

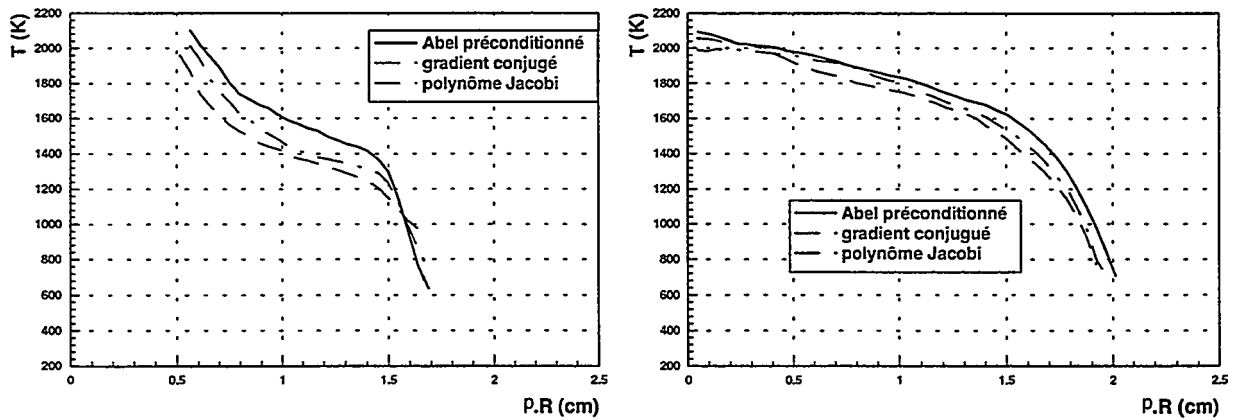


Il se compose d'un spectromètre FTIR 1706X de Perkin-Elmer, d'un corps noir, d'une serie de diaphragmes et de miroirs. La flamme est montée sur un dispositif de translation permettant des mouvements dans les trois directions.

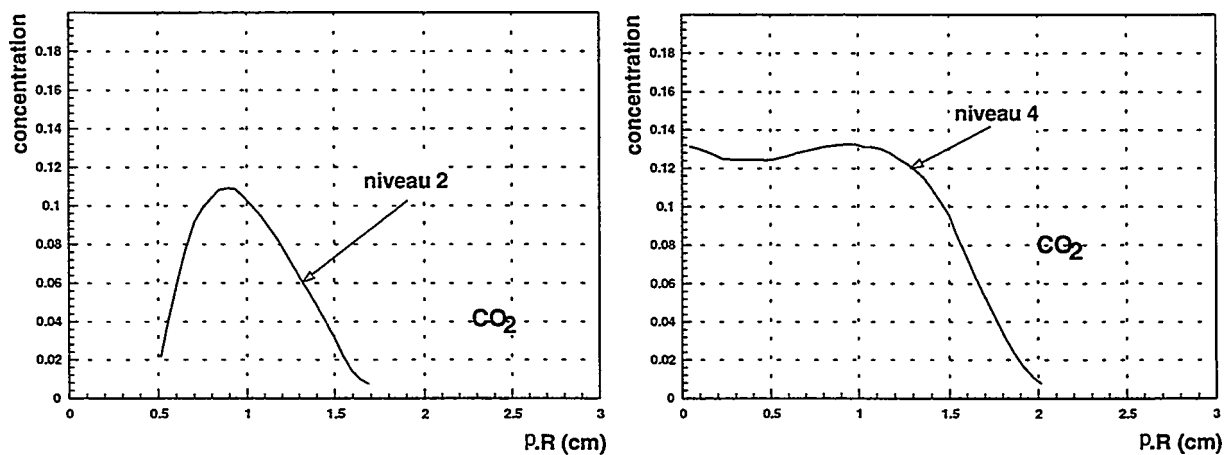
6.1.2. Profils d'absorption.



6.1.3. Profils de température



6.1.4. Profils de concentration de CO₂



6.2. Cartographie thermique d'une flamme de prémélange

La répétition des mesures et de l'inversion des résultats à cinq niveaux de la flamme a conduit aux cartographies thermiques et d'espèce représentées sur les Fig.15 a-b.

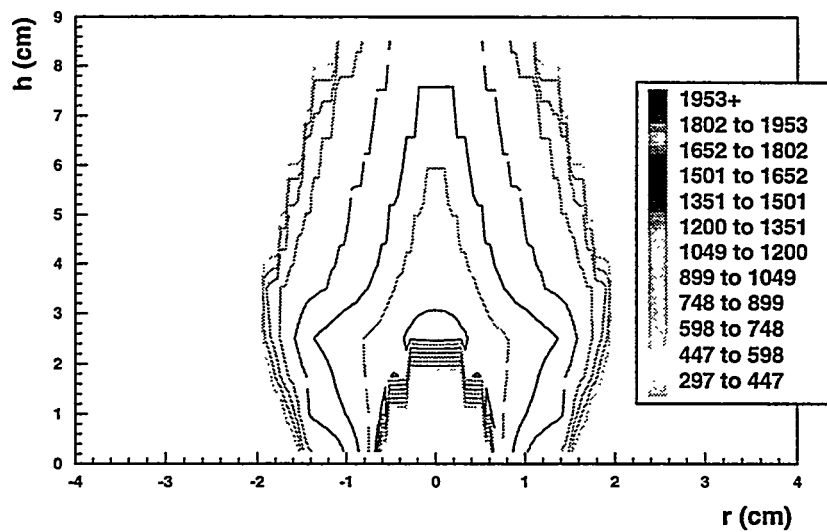


Figure 15a. Cartographie thermique

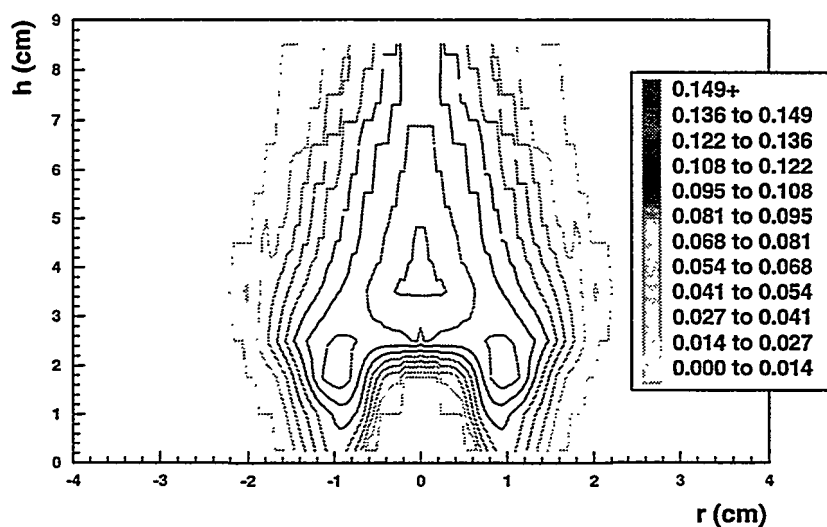


Figure 15b. Cartographie du CO_2

7. LA METHODE DE CHAHINE-SMITH

7.1. Cas d'un milieu plan-parallèle.

La méthode de Chahine a été développée dans les années 70 dans un but de surveillance météorologique. Elle permet de reconstruire à distance un profil de température à partir de l'émission large bande d'un milieu émettant-absorbant non-homogène par télédétection.

Principe. On observe sur une ou plusieurs bandes (le plus souvent CO_2 et H_2O) l'émission d'un gaz chaud (réactif ou non). Cette émission est analysée en BR par balayage spectral sur N canaux de fréquence n_i $i=1\dots N$ à l'aide d'un spectromètre FTIR dans une direction de visée fixée.

7.1.1. Expression de la luminance monochromatique

La solution de l'ETR avec pour condition aux limites $L^-(d)=0$ s'écrit :

$$L^+_{vi}(d) = \int_0^d \kappa(s) L^o[T(s)] \left[\exp - \int_s^d \kappa(s') ds' \right] ds \quad (19)$$

Dans les mesures BR l'émission (19) doit être moyennée sur la largeur de la bande Δv du canal i considéré et dans ce cas :

$$\bar{\kappa}_i(s) = x(s) P \bar{\kappa}_i[P = 1 \text{ Atm}, T(r)] \quad i = 1, \dots, N \text{ canaux} \quad (20)$$

où $\bar{\kappa}_i[P=1 \text{ Atm}, T(r)]$ (en $\text{cm}^{-1} \cdot \text{Atm}^{-1}$) désigne le coefficient d'absorption moyen de référence sur une bande large, de l'ordre de 25 cm^{-1} , pris à la pression atmosphérique et à la température $T(r)$ de la banque de données EM2C [16].

Une autre écriture de l'équation (19) moyennée est

$$L^+_{vi}(d) = \int_0^d L^o_i[T(s)] \frac{\partial \bar{\tau}_i}{\partial s} ds \quad (21 a)$$

$\bar{\tau}(s, d)$ étant la transmittivité donnée par $\bar{\tau}_i = \exp - \int_s^d \bar{\kappa}_i(s') ds'$

7.1.2. Validité des approximations spectral (BR)

On a pu vérifier que l'erreur de modélisation causée par l'utilisation de $\bar{\kappa}_i$ à la place d'intégrer κ_v pour différents intervalles de fréquence δv dans le domaine ($2260\text{-}2290 \text{ cm}^{-1}$) était inférieure à 2% jusqu'à des épaisseurs optiques de 0.5.

7.1.3. Aspect spectral, les noyaux de l'équation intégrale

Sur la Figs. 9a,b on a tracé les noyaux $\frac{\partial \bar{\tau}_i}{\partial s}$ de l'équation de Fredholm (21) pour différents canaux de fréquences $i=1\dots N$ dans la bande v_3 de CO_2 . On remarque qu'à chaque fréquence correspond un maximum auquel est associée une profondeur de sondage contribuant majoritairement à l'émission à la fréquence i .

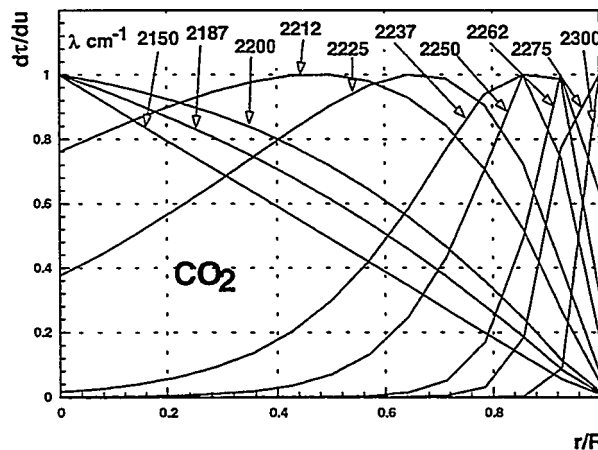


Figure 16 a-b. Noyaux normalisés pour une plaque plane de CO_2

7.1.4. La méthode de relaxation de Chahine en température.

Posons $L^+_{vi}(d)$ la luminance calculée par le problème direct réécrit sous la forme

$$\bar{L}_i^+(d) = \int_0^d \bar{\tau}_i \frac{\partial L_i^o}{\partial s} ds \quad (21b)$$

La méthode de Chahine est une méthode itérative dans laquelle l'Eq.(21 a) se met sous la forme

$$L_i^+(d) = \int_0^d \frac{L_i^+(d)}{L_i(T^n)} L_i^o(T^n(s)) \left[\frac{\partial \bar{\tau}_i}{\partial s} \right]^n ds \quad (22)$$

L'équation (22) est analogue à l'équation de départ (21 a) si l'on pose

$$L_i^o(T_i^{n+1}) = \frac{L_i^+(d)}{L_i(T^n)} L_i^o(T_i^n) \quad (23)$$

La connaissance de $L_i^o(T_i^{n+1}(s_i))$ conduit à la température locale actualisée à la position s_i :

$$T_i^{n+1}(s_i) = \frac{C_1}{v_i \text{Log} \left[1 - \Gamma_{v_i}^n \left\{ 1 - \exp \left(\frac{C_2}{v_i T_i^n(s_i)} \right) \right\} \right]} \quad (24)$$

C_1 et C_2 étant les deux constantes fondamentales du rayonnement. Les N températures (24) permettent de tracer la distribution complète de température dans la couche de mst.

7.1.5. La méthode itérative de Smith en concentration.

L'équation (19) peut se mettre sous la forme itérative suivante :

$$L_i^+(d) - L_i^n(d) = \int_0^d \left[\bar{\tau}_i^{n+1}(s) - \bar{\tau}_i^n(s) \right] \frac{dL_i^o(s)}{ds} ds \quad (25)$$

Introduisons la concentration intégrée

$$u(s) = \int_0^s x(s') ds' \quad (26)$$

ainsi que l'expression

$$S^n = \int_0^d \left[u^n(s) \right] \left(\frac{\partial \bar{\tau}_i}{\partial u} \right)^n dL_i^o(s) \quad (27)$$

on aboutit à

$$x^{n+1}(s) = \left(\frac{\partial u}{\partial s} \right)^{n+1} = \frac{(L_i^+(d) - L_i^n(d))}{S(u^n)} x^n(s) + x^n(s) \quad (28)$$

C'est la relation itérative à laquelle satisfait la distribution de fraction molaire. Elle est calculable lorsqu'on a la valeur de L_i^n pour la distribution de température $T^n(s)$.

7.2. Application de la méthode de Chahine-Smith à une flamme axisymétrique

Les résultats de l'inversion de Chahine-Smith concernant la température de la flamme de pré-mélange propane-air sont présentés sur la Fig.17. Ils ont été obtenus à partir des données sur CO_2 ainsi que sur H_2O . On peut les comparer aux valeurs directement recueillies par thermocouple.

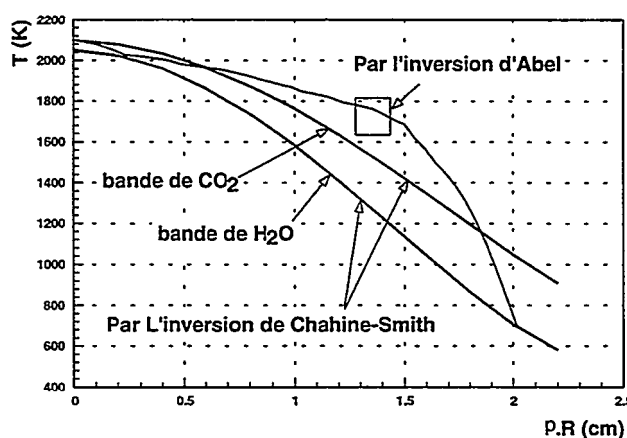


Figure 17- Profils de température retrouvé

REFERENCES

1. Rosier, B., Gicquel, P., Henry, D. et Coppalle, A., Carbon monoxide concentrations and temperature measurements in a low pressure $CH_4-O_2-NH_3$ flame. *Appl. Optics*, Vol. 27, No 2, pp 360-364, 1988.
2. Soufiani, A. et Taine, J., High-resolution spectroscopy temperature measurement in laminar channel flows. *Appl. Optics*, Vol. 27, No 17, pp 3754-3760, 1988.
3. Sakami, M. et Lallemand, M., Retrieval of absorption and temperature profiles in a premixed flame by inverse radiative methods, First International Symposium Radiative Heat Transfer, Kusadasi, Turkey, August 13-18, 1995, M Pinar.Mengüç Editor, Begell House, pp.555-576, 1995.
4. Lallemand, M. et Soufiani, A., Mesures de température dans les milieux semi-transparents, *Rev.Gen. Therm*, Vol. 34, pp 69-85, 1995.
5. Lamoulié, A., Cartographie de flammes par deux techniques optiques : Imagerie spectrale multiplex et Spectroscopie par diode laser. *Thèse*, 1989, U.P.M. Paris 6.
6. Kritzstein, F., Etude théorique et expérimentale des transferts d'énergie dans les milieux turbulents ; interaction avec le rayonnement. *Thèse* 1994, E.C.P.

7. Youssefian, F. et Lallemand, M., Inverse radiative analysis of High Resolution infrared emission data for temperature and species profiles recoveries in axisymmetrix semi-transparent media. IQSRT (à paraître).
8. Sakami, M. et Lallemand, M., Retrieval of absorption and temperature profiles in axisymmetric and non-axisymmetric emitting-absorbing media by inverse radiative methods, Inverse problems in engineering, Theory and Practice, The first conference in a series on inverse problems in engineering, ASME, Palm Coast, Florida, New York, pp 259-266, 1993.
9. Sakami, M., Application des méthodes inverses à la méthodologie thermique par spectrométrie infrarouge, Thèse de Doctorat, Université de Poitiers, 1994.
10. Youssefian, F. et Lallemand, M., Temperature and concentration profiles using infrared data by inverse radiative analysis, application to premixed flames, Inverse problems in engineering, Theory and Practice, The 2nd conference in a series on inverse problems in engineering, ASME, Croisic, France, 9-14 june 1996.
11. Smith, W.L., Iterative Solution of the Radiative Transfer Equation for the Temperature and Absorption Gas Profile of an Atmosphere, Appl.Opt. Vol.9, pp.1993-1999, 1970.
12. Chahine, M.T., A General Relaxation Method for Inverse Solution of the Full Radiation Transfer Equation, J.Atmosciences, Vol.29, pp.741-747, 1972.
13. Simmonneau, E., Varela, A. M. et Munoz-Tunon, C., Spectral inversion of the generalized Abel integral transform, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, Vol. 49, No. 2, pp. 149-156, 1993.
14. Goody, R. M. et Yung, Y. L., *Atmospheric Radiation*, Oxford University Press, New York, 1989.
15. Chandra, S., Maheshwari, V. U. et Sharma, A. K., Einstein A-coefficient for vib-rotational transition in CO. Astronomy, Astrophysics, Suppl. Series, Vol.117, pp.557-559, 1996.
16. Soufiani A, et Taine, J. High Temperature Statistical Narrow Band Parameters for H₂O, CO₂ et CO and Correlated k,ck parameters for H₂O et CO₂. Laboratoire EM2C 1994.