



**TECHNIQUES
DE L'INGÉNIEUR**

Réf. : **R2752 V1**

Mesures de températures dans les gaz et les flammes - Mesures intrusives et mesures optiques intégrées

Date de publication :
10 septembre 2009

Cet article est issu de : **Mesures - Analyses | Mesures physiques**

par **Frédéric GRISCH, Pierre GICQUEL,
Philippe HERVÉ**

Pour toute question :
Service Relation clientèle
Techniques de l'Ingénieur
Immeuble Pleyad 1
39, boulevard Ornano
93288 Saint-Denis Cedex

Par mail :
infos.clients@teching.com
Par téléphone :
00 33 (0)1 53 35 20 20

Document téléchargé le : **07/06/2021**

Pour le compte : **7200034507 - universite de lille // 194.254.129.28**

© Techniques de l'Ingénieur | tous droits réservés

Mesures de températures dans les gaz et les flammes

Mesures intrusives et mesures optiques intégrées

par **Frédéric GRISCH**

Docteur ès sciences physiques

Maître de recherche au département mesures physiques de l'ONERA (Office national d'études et de recherches aérospatiales)

Pierre GICQUEL

Ingénieur de recherche

Chef de l'unité mesures optiques et visualisations au département d'énergie fondamentale et appliquée de l'ONERA (Office national d'études et de recherches aérospatiales)

et **Philippe HERVÉ**

Professeur à l'université Paris X

1. Méthodes intrusives	R 2 752 – 2
1.1 Sondes à aspiration.....	– 2
1.2 Thermocouples.....	– 3
1.3 Sondes en couches minces.....	– 5
1.4 Fibres optiques.....	– 5
1.5 Autres techniques intrusives.....	– 6
1.6 Avantages et inconvénients	– 7
2. Méthodes non intrusives intégrées dans l'espace	– 7
2.1 Émission et absorption d'une colonne de gaz	– 7
2.2 Rappels sur les propriétés du rayonnement des gaz.....	– 9
2.3 Effet de la température.....	– 11
2.4 Élargissement des raies avec la pression et la température	– 12
2.5 Radicaux libres	– 13
2.6 Détermination de la température de flammes homogènes	– 14
2.7 Profils de températures de flammes non homogènes.....	– 14
3. Analyse des mesures par inversion	– 15
3.1 Mesure sur une ligne	– 15
3.2 Mesure d'un champ de températures.....	– 16
4. Mesure à partir de l'émission de particules	– 16
5. Nuages de particules et flammes chargées	– 18
Pour en savoir plus	Doc. R 2 752

La mesure de la température dans les gaz et les flammes est certainement celle qui, dans le domaine complexe de la métrologie des températures, présente le plus de difficultés.

Les techniques de mesure de température ont fortement évolué ces 30 dernières années. Dans les années 1970-80, les **méthodes intrusives** à base de **sondes** étaient encore les plus utilisées, mais ensuite ces techniques ont vu leur emploi diminuer avec l'arrivée de **techniques optiques** non intrusives à base ou non de **lasers**. Cette évolution a permis l'exploration et l'analyse de milieux réactifs jusque-là difficilement abordables.

1. Méthodes intrusives

Ces méthodes sont plus ou moins perturbatrices de l'écoulement et donc du milieu à mesurer. Comme leur nom l'indique, elles s'appuient sur l'utilisation de **capteurs** physiquement présents et directement en contact avec le milieu où s'effectue la mesure. Ceci implique l'apport de capacités calorifiques, de perturbations et de ponts thermiques plus ou moins important au sein de l'écoulement.

Nous présentons ici succinctement quelques méthodes toujours utilisées aujourd'hui pour des mesures locales avec des sondes.

1.1 Sondes à aspiration

Plusieurs appareils de ce type ont été réalisés dans le passé [1]. Le principe de base consiste en une étape d'aspiration des produits de combustion présents dans la flamme, suivie d'une analyse déportée. Cette analyse peut s'effectuer de plusieurs manières :

- par chromatographie en phase liquide ou vapeur ;
- par spectrométrie optique ;
- par spectrométrie de masse.

La robustesse des sondes à aspiration en fait un équipement utilisable dans des milieux réactifs jusqu'à 2 300 K (sonde refroidie). La récupération de particules présentes dans le milieu est également possible en vue d'une analyse granulométrique.

À titre d'exemple, nous présentons ci-dessous deux types de sondes à aspiration encore utilisés de nos jours.

1.1.1 Pyromètre à aspiration

Ce type d'instrument (figure 1) constitue encore le moyen intrusif le plus répandu de mesure de la température des gaz de

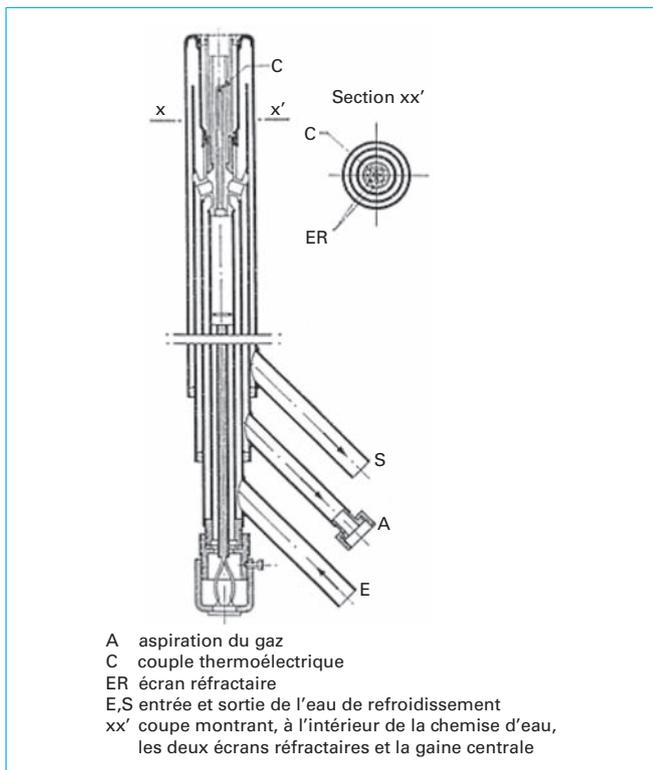


Figure 1 - Pyromètre à aspiration

combustion par couples thermoélectriques. Le principe consiste à établir, autour du couple thermoélectrique ou de sa gaine, un système d'écrans entre lesquels le gaz dont on veut mesurer la température est aspiré à grande vitesse (100 à 200 m.s⁻¹). Ce principe général a été décliné sous diverses formes d'applications [2] [3] [4] suivant le domaine des températures, la nature et la vitesse du gaz, l'importance des pertes par rayonnement, la teneur du gaz en particules solides, etc.

Le pyromètre à aspiration ne permet cependant pas d'atteindre la température vraie du gaz. Les pertes ne peuvent être totalement compensées par les échanges par convection que dans de très rares cas. Plusieurs difficultés apparaissent, en particulier la durée du prélèvement, difficile à effectuer dans des temps très courts. Un autre problème dont il faut tenir compte : la condensation des produits prélevés, voire leur changement de composition ou de phase lors de leur transport.

Sa relative simplicité de mise en œuvre et ses possibilités d'enregistrement la font cependant préférer aux autres méthodes dans de nombreux cas de mesures industrielles.

Un exemple de ce type de sonde développée par la société Chauvin Arnoux est présenté sur la figure 2.

1.1.2 Sonde pulsée à aspiration

Cette méthode (figure 3) consiste à soumettre un couple thermoélectrique, dont la jonction est placée dans un col sonique, à un échelon de température. Avant d'avoir atteint une température

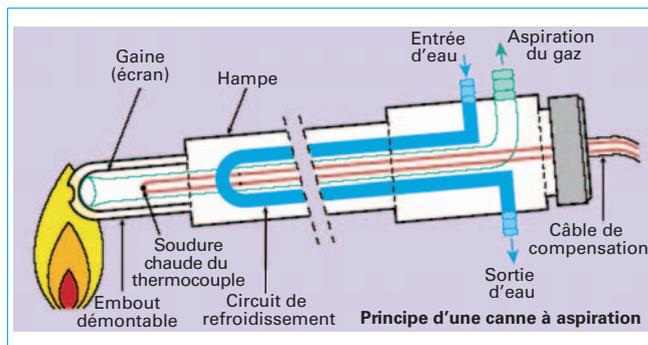


Figure 2 - Sonde à aspiration Chauvin-Arnoux

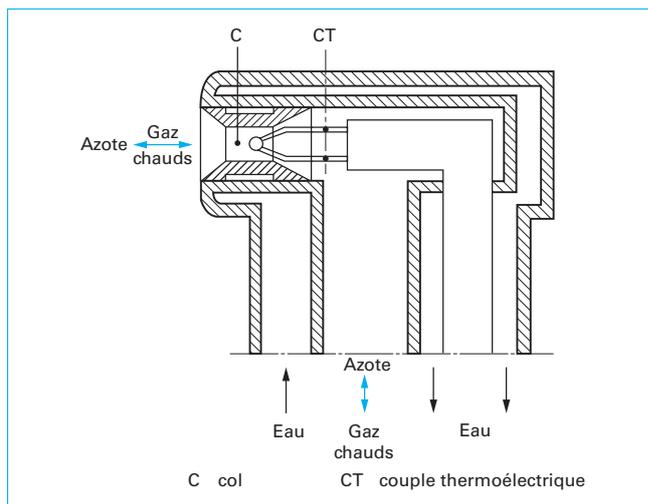


Figure 3 - Sonde pulsée à aspiration

destructrice, le thermocouple est refroidi par un jet d'azote axial qui le replace dans les conditions initiales. La température à mesurer est obtenue par extrapolation de la réponse du thermocouple.

Ce type de sonde présente plusieurs avantages. Le flux de chaleur par convection est maximal au col et joue le rôle d'écran vis-à-vis des parois en diminuant les pertes par rayonnement.

La température d'arrêt, à l'arrêt de l'échauffement du couple thermoélectrique, est déterminée car elle est liée à la température indiquée par un coefficient obtenu par un étalonnage à la température ambiante. Les températures mesurées peuvent atteindre 2 100 °C.

En revanche, l'émission périodique d'azote dans l'écoulement peut être gênante.

1.2 Thermocouples

Ce type de capteur intrusif, dont le principe est représenté sur la figure 4, est certainement parmi les moyens les plus utilisés dans l'industrie pour les mesures de température. Les thermocouples sont en général bon marché et permettent d'effectuer des mesures dans une gamme très étendue de température (typiquement de -200 °C à environ 1 850 °C). Les **couples thermoélectriques** [5] ou thermocouples mettent en œuvre un phénomène physique appelé « effet Seebeck » pour la mesure de température en créant une force électromotrice (f.é.m.) au niveau d'une soudure entre deux matériaux différents. Cette f.é.m. variant en fonction de la température de la soudure, la mesure de la différence de potentiel entre les deux branches du thermocouple permet de déterminer la température de la soudure et donc, par extension, celle du milieu à mesurer.

Les thermocouples ne mesurent pas à proprement parler une température mais une différence de température. Pour pouvoir mesurer une température inconnue, l'une des deux jonctions doit donc être maintenue à une température connue. Quand cela est possible, la température de référence de la glace fondante (0 °C) est souvent utilisée. On peut également mesurer cette température de référence par un capteur donnant par exemple la température ambiante. La mesure de température est donc une mesure indirecte, puisqu'en fait on mesure une différence de potentiel électrique. Il est donc plus que nécessaire de connaître la réponse du thermocouple utilisé en fonction de la température pour pouvoir relier la différence de potentiel électrique à la différence de température. La mesure passe donc par la détermination d'une différence de potentiel ; la précision de cette mesure dépend fortement du voltmètre utilisé.

Le principal défaut des thermocouples est donc leur relativement faible précision : il est difficile d'obtenir des mesures avec une erreur inférieure à 0,1 ou 0,2 °C.

Cette erreur est cependant très acceptable dans la plupart des applications industrielles.

Plusieurs couples de matériaux peuvent être utilisés afin, comme nous l'avons précisé plus haut, de couvrir un domaine très large de température.

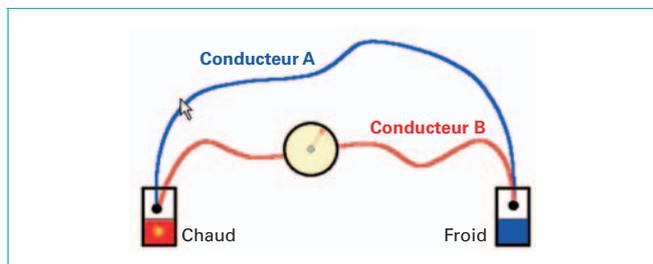


Figure 4 – Principe d'un thermocouple

Le tableau 1 [6] donne la plage théorique d'utilisation des principaux types de thermocouples commercialisés. On trouvera dans les références [5] et [6] les compléments détaillés sur le mode de fonctionnement et d'application des thermocouples.

Pour les applications spécifiques de la **mesure de température dans de flammes**, quelques remarques de base sont cependant nécessaires. On notera par exemple que dans les milieux fluides en mouvement, cas permanent des flammes, la température donnée par le thermocouple est la température d'arrêt. Cette température est supérieure à la température « statique » du fluide ; en effet, l'extrémité du thermocouple, qui constitue un obstacle à l'écoulement, est en fait un point d'arrêt. Dans ces conditions, la température d'arrêt T_r , obtenue à partir du bilan énergétique, s'exprime par :

$$T_r = T + \frac{V^2}{2C_p}$$

On obtient donc, par exemple, pour un écoulement d'air à la vitesse V de 300 m.s⁻¹, un écart non négligeable entre la température d'arrêt et la température réelle de 45 °C. La courbe de la figure 5 donne l'écart entre la température d'arrêt et la température statique pour un C_p de 1 000 J.kg⁻¹.K⁻¹. L'utilisation d'un thermocouple dans un écoulement nécessite donc la connaissance de la vitesse locale afin de conserver une bonne précision de mesure.

Les thermocouples usuels ont des soudures dont le volume est de l'ordre du mm². Pour diminuer les temps de réponses et pour approcher au mieux la température locale du milieu mesuré, des thermocouples de plus petites dimensions sont alors nécessaires.

Le choix du thermocouple dépend de la capacité de ce dernier à réagir à des conditions parfois très difficiles, comme la variation très rapide de température, qui est directement liée aux propriétés physiques des capteurs.

Tableau 1 – Domaine d'utilisation en température des couples thermoélectriques usuels [5]

Code	Sensibilité moyenne (μV/°C)	Domaine d'utilisation (°C)
T	51	-200 à 370
J	55	-40 à 800
E	78,5	-270 à 870
K	41	-270 à 1 270
S	11,4	-50 à 1 600
R	12,9	-50 à 1 600
B	10,6	0 à 1 700
N	38	-270 à 1 300
G/C/D	20	0 à 2 600
Pt 0,1 Mo/Pt 0,5 Mo	13 à 36	0 à 1 600
Ir/Rh 40 % Ir	5	0 à 2 100
Pt 40 % Rh/Pt 20 % Rh	3	0 à 1 850
Pt/Pd	20	0 à 1 500
Pt/Au	25	0 à 1 000

Breve description des principes théoriques pour définir les principaux paramètres

Généralement, les capteurs de températures donnent leur propre température T_c (celle par exemple de la soudure chaude du thermocouple) qui dépend bien évidemment de la température du milieu T_x , mais aussi :

- des phénomènes de conduction et de convection ;
- des échanges radiatifs dans le cas où la température du milieu et celle du thermocouple sont très différentes.

Ce type de transfert est très intimement lié aux propriétés de la surface du capteur et peut généralement être négligé tant que la surface n'est pas directement visible par une source radiative. Il faut donc prendre quelques précautions pour éviter les rayonnements parasites comme celui du soleil ou la présence d'une paroi, qu'elle soit froide ou chaude.

En considérant que la température de surface du capteur est homogène et que les phénomènes radiatifs sont négligeables ou inexistant, la puissance thermique échangée P_{xc} par conduction et/ou convection peut être modélisée par la loi linéaire suivante :

$$P_{xc} = G_{exc}(T_x - T_c)$$

avec G_{exc} conductance entre la zone de détection du capteur et le milieu (en considérant sa température comme homogène).

Pour les basses températures, G_{exc} peut être considéré comme constante et seulement fixée par les propriétés géométriques du capteur ainsi que par les propriétés des matériaux et du fluide environnant.

Dans le cas d'utilisation de microthermocouples, pour déterminer la température de surface d'un matériau, il est nécessaire de prendre en compte la température de surface du thermocouple, celle du matériau et celle du milieu environnant.

Dans cette perspective, si on considère que la température T_x est différente de la température ambiante T_a , la température T_c du capteur peut être déduite du bilan d'énergie du capteur par :

$$K \frac{dT_c}{dt} = G_{exc}(T_x - T_c) + G_{exa}(T_a - T_c)$$

avec K capacité calorifique du capteur.

La température du capteur est donnée par la résolution de l'équation différentielle dépendant des variations de la température T_x .

On peut par exemple considérer que si T_x suit une loi linéaire ($T_x = T_{x0} + At$) et si on suppose T_a constante, la solution de l'équation donne :

$$T_c = \frac{G_{exc}}{G_{exc} + G_{exa}} \left[At + \left(T_{x0} - At + \frac{G_{exa}}{G_{exc}} T_a \right) \right] \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] + T_{c0} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

avec T_{x0} température initiale du milieu,
 T_{c0} température initiale du capteur,
 G_{exc} conductivité thermique entre la zone de détection du capteur et le milieu.

La constante de temps du capteur :

$$\tau = \frac{K}{G_{exc} + G_{exa}}$$

Après un temps de mesure suffisant ($t \rightarrow \infty$), l'erreur de mesure est donnée par la différence $\Delta T_{cl} = T_x - T_c$ également équivalente à At pour $G_{exa} \gg G_{exc}$. Pour les hautes températures il faut également tenir compte du rayonnement émis par le thermocouple et du rayonnement reçu de l'extérieur.

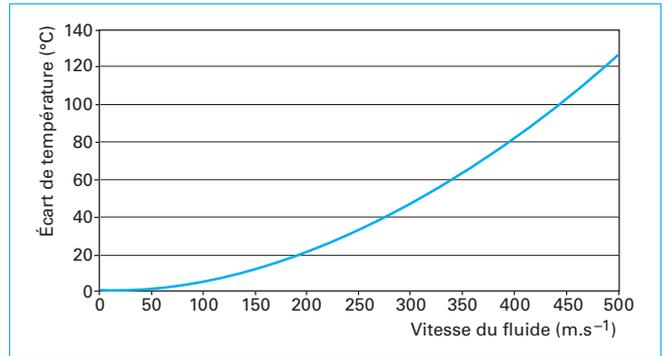


Figure 5 - Évolution de la température d'arrêt en fonction de la vitesse de l'air



Figure 6 - Microthermocouple du Crest

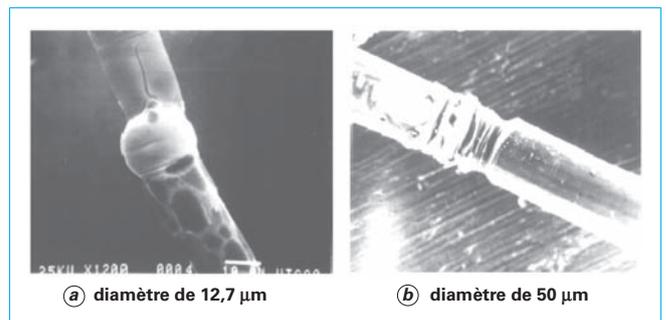


Figure 7 - Jonction de thermocouple de type K

Pour répondre à la problématique de la mesure de températures dans des gaz chauds ou des flammes, un capteur doit avoir nécessairement une faible capacité calorifique K , une conductance G_{exc} très élevée et une conductance G_{exa} très faible.

La solution est, dans ce cas précis, de produire un capteur dont la surface de détection a des dimensions micrométriques tout en gardant des dimensions suffisantes sur les autres composantes pour qu'elles puissent garder une température constante T_a .

Ces **microthermocouples** sont difficiles à réaliser. La figure 6 donne un ordre de grandeur de la dimension des soudures de ce type de capteurs développés au sein du laboratoire du Crest à Belfort [7] [8].

Les photographies des figures 7 et 8 donnent une idée de l'évolution des dimensions des jonctions. Ici, sur le microthermocouple, le diamètre de la soudure est de l'ordre de 1,25 µm.

La réalisation et la miniaturisation de couples thermoélectriques ont permis d'étendre le potentiel de mesure de la température aux faibles échelles d'espace et de temps. Le soudage de microfils en chromel et alumel d'une part (thermocouple type K) et de platine

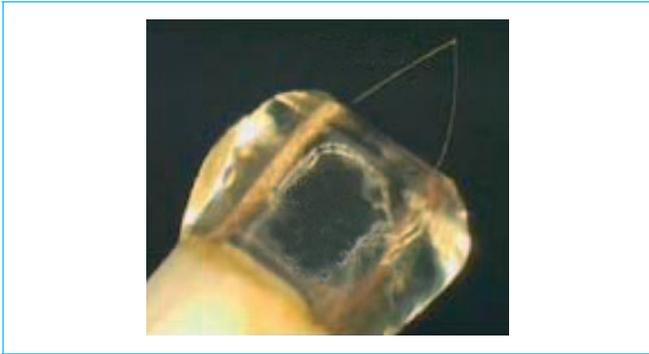


Figure 8 – Microthermocouple de type S du Crest

et platine rhodié à 10 % (thermocouple type S) d'autre part, offre une gamme étendue de thermocouples dont les dimensions atteignent respectivement 7,6 et 0,5 μm .

On trouvera dans la référence [9] un ensemble de données générales concernant les principes physiques, les différents types de thermocouples existants et les principaux types de capteurs disponibles.

Un des problèmes majeur lié à l'interprétation des mesures par thermocouple est la non-linéarité du signal reçu et ceci quel que soit le type de couple utilisé. Différentes techniques de linéarisation (analogiques puis numériques) du signal brut ont permis de pallier cette difficulté. En 2006 [10], une approche numérique type « réseaux de neurones » a permis, grâce au choix d'une architecture neuronale et d'un algorithme de linéarisation approprié, d'obtenir des niveaux de précision sur la mesure de l'ordre de 10^{-6} en termes d'erreur quadratique moyenne.

Afin d'aider le lecteur dans le choix de thermocouples adaptés à une application désirée, en particulier dans le domaine des hautes températures, il est important de suivre un certain nombre de règles permettant au concepteur d'une nouvelle installation de répondre au mieux à la problématique.

Il faudra bien évidemment définir le besoin en termes de précision, de robustesse et de temps de réponse.

Le lecteur trouvera dans la référence [11] quelques éléments d'aide au choix de thermocouples.

1.3 Sondes en couches minces

Les sondes en couches minces sont des réalisations technologiques permettant, sous certaines conditions, de déposer une fine pellicule d'un matériau sur un autre appelé « substrat ». Le but d'une couche mince est de donner des propriétés particulières à la surface de la pièce, tout en bénéficiant des propriétés massives du substrat. Pour la mesure de température, deux principes physiques sont utilisés.

1.3.1 Thermométrie par résistance métallique en couche mince

Le principe fondamental mis en œuvre pour ce type de mesures s'appuie sur la variation de la résistivité électrique d'un matériau en fonction de la température. Les sondes de température en couches minces le plus souvent utilisées sont des sondes à film de platine. La plage classique de température mesurable s'étend jusqu'à 1 700 K avec un temps de réponse de quelques millisecondes.

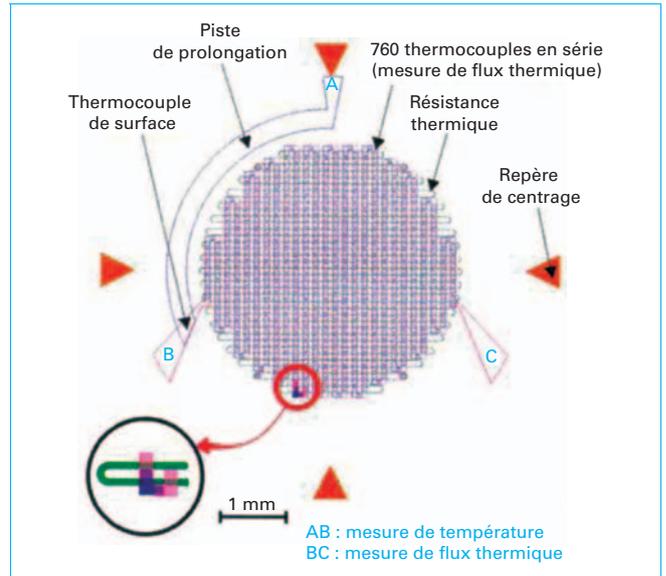


Figure 9 – Motif de fluxmètre et thermocouple en couches minces [11]

1.3.2 Thermocouples en couches minces

On peut également réaliser des thermocouples en couches minces avec dépôt des deux couples métalliques sur un substrat. Il existe par exemple des sondes de température utilisant cette technique avec un dépôt de siliciure de molybdène dont le point de fusion se situe à 2 253 K. D'autres couples existent et peuvent être utilisés, citons pour exemple le couple siliciure de molybdène/platine avec une température maximale d'utilisation de 1 500 K pour un temps de réponse de quelques centaines de microsecondes.

Le principal problème de ce type de capteur est l'étalonnage, en particulier en temps de réponse.

Pour des applications qui exigent par exemple une tenue mécanique accrue ou une intégration sur paroi, les dépôts en couches minces offrent une alternative intéressante. Citons le dépôt de jonctions multiples Au/Pd sur substrat de verre destiné à l'imagerie de densité optique dans les faisceaux laser, réalisé au Crest de Belfort [12].

L'Onera, au sein de son département mesures physiques, développe également depuis de nombreuses années des capteurs de température en couches minces pour permettre d'appréhender la température et la densité de flux thermique pariétal des aubes de turbines [13]. La figure 9 donne un aperçu d'un motif de fluxmètre et thermocouple en couches minces mis en œuvre et utilisé à l'Onera.

1.4 Fibres optiques

L'utilisation de fibres optiques pour des mesures de température avec contact commence à être de plus en plus usitée. De multiples procédés permettent de mesurer la température avec les capteurs à fibres optiques.

Les thermomètres à fibres optiques avec contact peuvent se classer en deux catégories, d'une part les capteurs intrinsèques et, d'autre part, les capteurs extrinsèques.

■ Les capteurs intrinsèques sont en général considérés comme des senseurs de mesure directe de température moyenne. Dans ce type de capteur, la propriété de la lumière transmise par la fibre est proportionnelle à la température du milieu où se trouve le capteur.

Dans le domaine des températures de flamme qui nous intéresse ici, on peut en particulier citer les **capteurs intrinsèques à effet Raman**.

On exploite ici une propriété de la diffusion Raman lors de l'excitation des molécules constituant la fibre. L'observation de l'évolution spectrale de l'intensité rétrodiffusée dans la fibre à la suite de l'injection incidente d'impulsions monochromatiques permet d'observer d'une part des raies Stokes de plus grande longueur d'onde que la longueur d'onde incidente et d'autre part des raies anti-Stokes de plus petite longueur d'onde.

Le rapport des intensités $R(T)$ de ces deux raies fournit alors une information sur la température tel que :

$$R(T) = \left(\frac{\lambda_s}{\lambda_{as}} \right)^4 \exp \left[- \frac{h\nu}{kT} \right]$$

où k est la constante de Boltzmann, λ_s et λ_{as} respectivement les fréquences des raies Stokes et anti-Stokes.

On citera aussi, sans rentrer dans les détails, les thermomètres à effet Brillouin et les thermomètres à réseaux de Bragg.

Tous ces capteurs intrinsèques ont cependant une plage de mesure de température relativement basse ne dépassant pas les 400 à 500 °C pour les capteurs à effet Raman et Brillouin et pouvant atteindre, dans certaines conditions, 1 000 °C avec les réseaux de Bragg.

■ Les **capteurs extrinsèques** sont, contrairement aux précédents, des senseurs indirects placés en général en bout de fibre et dont la mesure de température est liée à la transmission d'une onde électromagnétique entre la partie sensible et la détection.

Comme précédemment, on peut également citer dans cette catégorie différents types de thermomètres et en particulier les thermomètres à semi-conducteur en bout de fibre (AsGa : arséniure de gallium), les mesures par photoluminescence de terres rares ou des mesures par décroissance de fluorescence. Notons enfin un type de détecteur avec des capteurs intégrés utilisant des interféromètres de Fabry-Perot. L'ensemble de ces techniques extrinsèques est malheureusement difficile à mettre en œuvre dans le domaine des gaz et des flammes à très haute température. La plage maximale de ce type de capteur se limite très souvent à quelques centaines de degrés Celsius. Un développement effectué par la société américaine IPITEK (Integrated Photonics Technology) sur la technique de décroissance de fluorescence a abouti à un système permettant d'atteindre 1 200 °C.

Vu les applications évoquées dans cet article, on s'intéressera plus particulièrement à la technique de mesure par microcorps noir placé en bout de fibre. Ce type de capteur que l'on peut appeler « **pyromètre à contact** » permet théoriquement de mesurer les températures stationnaires de 100 °C à 2 000 °C, donc assez bien adapté aux mesures dans les gaz chauds et les flammes. Le principe de fonctionnement est basé sur la dépendance en température de l'intensité spectrale émise par un microcorps noir placé en bout de fibre et donnée par la loi de Planck :

$$W_{\lambda} = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right) - 1}$$

où la première constante de rayonnement $c_1 = 3,7415 \times 10^{-16} \text{ W.m}^2$ et la seconde constante de rayonnement $c_2 = 14\,388 \text{ }\mu\text{m.K}$, λ étant la longueur d'onde d'émission (en μm) et T la température (en K).

La figure 10 montre un schéma de ce type de capteur commercialisé par la société canadienne LumaSense technologies, division Luxtron, sous le nom générique de Accufiber.

Pour des mesures intrusives dans les flammes, seules aujourd'hui les fibres en saphir sont suffisamment résistantes thermiquement et mécaniquement aux conditions imposées dans ce type de milieu fortement réactif. Le principal inconvénient de ce type de capteurs est malheureusement leur rigidité ; le choix dans ce cas consiste à raccorder la fibre résistante et rigide en saphir, longue d'uniquement quelques centimètres, à des fibres plus souples

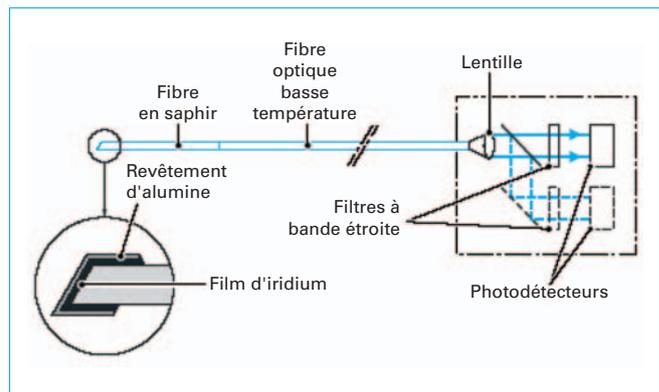


Figure 10 – Principe du capteur extrinsèque à microcorps noir placé en bout de fibre

comme des fibres en verre fluoré [14] qui transmettent l'infrarouge jusqu'à 5 μm .

Bien entendu, l'une des caractéristiques fondamentales d'une fibre optique est son atténuation spectrale. Globalement on peut estimer, pour une fibre en saphir, pouvoir travailler dans les bornes spectrales suivantes : 1,5 μm à 3,5 μm soit dans le proche infrarouge. La température maximale à laquelle ces fibres résistent se situe aux alentours de 2 200 K. On en trouve par exemple comme capteur dans les chambres de combustion de moteurs thermiques.

L'utilisation de telles fibres est donc possible dans des milieux réactifs fortement exothermiques.

Il faut en revanche faire attention à l'aspect économique, car les fibres optiques ont un coût élevé. À titre d'exemple, 1 m de fibre en saphir ou en verre fluoré s'élève à environ 800 €.

Sans être exhaustif, on peut citer comme principaux avantages de ce type de capteurs :

- l'insensibilité locale aux champs électriques et magnétiques ;
- une faible sensibilité à la dégradation d'agents chimiques corrosifs ;
- une faible inertie thermique (avantage ou inconvénient suivant le type de mesure) ;
- une plage de température assez élevée (jusqu'à plus de 2 000 °C) ;
- la possibilité de déporter la mesure, de quelques mètres pour des capteurs extrinsèques à plusieurs kilomètres pour des capteurs intrinsèques.

Des informations complémentaires seront trouvées dans les références [9] [15] et [16] concernant les thermomètres à fibre optique.

L'article [R 2 802] [15] *Thermomètres à fibres optiques avec contact* de Pierre Ferdinand traite en profondeur le sujet et devrait permettre au lecteur d'avoir une idée plus précise de l'utilisation des fibres optiques en thermométrie classique.

1.5 Autres techniques intrusives

Les descriptions ci-dessus des techniques intrusives de mesures de températures peuvent être considérées comme les plus couramment utilisées pour des mesures dans des flammes et des gaz.

Une large panoplie de techniques intrusives existe, mais leur gamme de température étant relativement peu étendue (très souvent < 500 °C), nous ne les avons pas retenues dans le cadre de cet article.

On citera toutefois les **thermomètres à ultrasons** d'un usage moins fréquent que les autres techniques décrites ci-dessus, mais pouvant rendre de précieux services dans le domaine des hautes températures, le plus souvent supérieure à 1 800 °C. Le principe

est basé sur la dépendance de la vitesse de propagation du son dans un milieu avec la température de ce milieu, comme l'a démontré Newton en 1687. Ce type de thermomètre a surtout été développé ces trente dernières années.

Le tableau 2 donne un idée des niveaux de températures théoriques que ce type de thermomètre permet d'atteindre.

Les applications typiques de ce type de thermomètres se trouvent surtout dans des cuves nucléaires ou dans des fours industriels où aucune sonde classique de température ne peut être utilisée.

Pour les applications aux milieux gazeux (qui nous intéressent dans cet article), la technique est particulièrement intéressante car applicable aux milieux ionisants et aux plasmas.

On peut citer les travaux de Lynnworth et Carnevale [17] qui, à partir de la formule de détermination de la vitesse du son dans un gaz, ont déterminé l'évolution de la température dans ce gaz, à savoir :

$$v = \sqrt{\frac{cRT}{M}}$$

Tableau 2 – Caractéristiques des thermomètres à ultrasons

Milieu mesuré	Gamme de température (°C)	Type de détecteur	Élément conducteur du son	Type de transducteur
Gaz	1 500 à 15 000	N ₂	Quartz	Piézoélectrique
Liquides	1 000	Na en fusion	Acier trempé	Piézoélectrique
Solides avec trous	3 000	Fil de Re	Tungstène	Magnétostrictif
Solides sans trou	1 500	Fil d'acier	Acier	Piézoélectrique

Tableau 3 – Comparaison des différentes techniques de mesures intrusives de température

Technique	Principe	Domaine de mesure	Avantages	Inconvénients
Sondes et pyromètres à aspiration	Aspiration des produits de combustion et analyse déportée	Jusqu'à 2 000 °C (avec des sondes refroidies)	– Robustesse. – Adapté aux utilisations industrielles.	– Fortement intrusif. – Faible temps de réponse.
Thermocouples	Effet Seebeck. Création d'une f.é.m. au niveau de la soudure	– 200 °C à 1 850 °C	– Nombreux modèles disponibles. – Facilité d'utilisation. – Bon marché.	– Intrusif.
Sondes et thermocouples en couches minces	Variation de la résistivité d'un matériau en fonction de la température	Jusqu'à environ 1 500 °C	– Tenue mécanique en paroi.	– Fragile. – Mise en œuvre en milieu industriel.
Sondes à base de fibres optiques	Plusieurs suivant le type de sondes (intrinsèque ou extrinsèque)	300 °C à 2 000 °C	– Bonne gamme de température. – Insensibilité aux champs électriques.	– Coût et fragilité. – Intrusif.
Thermomètres à ultrasons	Dépendance de la propagation du son dans le milieu où on fait la mesure	De 1 000 à 15 000 °C (pour applications en milieux ionisants)	– Peut s'adapter dans beaucoup de milieux.	– Coût. – Dans certains cas : intrusif.

1.6 Avantages et inconvénients

Le principal avantage de la plupart des méthodes intrusives décrites ci-dessus est en général le faible coût du matériel par rapport aux méthodes non intrusives qui vont être décrites à la suite de cet article.

On peut aussi évoquer, pour certaines techniques, la simplicité d'utilisation.

En revanche, l'inconvénient majeur de toutes ces techniques est bien évidemment le côté intrusif qui, en dépit de toutes les précautions d'usage, apporte une perturbation plus ou moins importante de l'écoulement étudié.

Pour certaines applications de mesure de température, le temps de réponse de ce type de matériel peut aussi être un inconvénient.

Le tableau 3 récapitule les principales caractéristiques des techniques de mesure de température intrusives.

2. Méthodes non intrusives intégrées dans l'espace

Pour qu'une molécule émette ou absorbe, il faut que son moment dipolaire varie. Les raies d'émission ou d'absorption sont dues au passage d'un électron d'un niveau d'énergie à un autre.

Dans les exemples suivants, les spectres des gaz sont donnés soit en longueurs d'onde λ , unité des opticiens, soit en nombre d'onde ν en cm^{-1} ($1 \text{ cm}^{-1} = 10000/\lambda$ en micromètres) unité proportionnelle aux fréquences et qui est préférée par les spectroscopistes.

2.1 Émission et absorption d'une colonne de gaz

Comme pour les solides et les liquides, tout volume de gaz émet et absorbe du rayonnement que l'on peut considérer sous l'aspect d'une onde ou sous l'aspect photonique, ce dernier permettant ici de mieux comprendre les mécanismes mis en jeu. Les grandeurs caractérisant émission et absorption d'un volume de gaz sont définies par les facteurs globaux suivants.

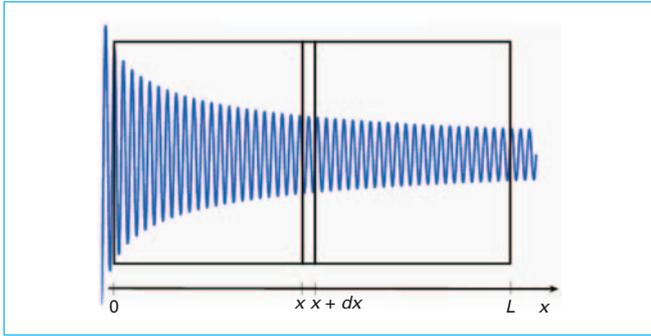


Figure 11 – Absorption du rayonnement par un volume de gaz

■ Facteur de transmission et facteur d'émission

On considère qu'une tranche de gaz (figure 11) infiniment mince d'épaisseur dx induit une perte de densité de flux q proportionnelle à l'épaisseur traversée, à la densité de flux incidente et à un coefficient caractéristique $K(\lambda)$ du gaz à la longueur d'onde λ :

$$q(x + dx) - q(x) = -K \cdot q(x) \cdot dx \tag{1}$$

Si le milieu est homogène sur une épaisseur L , le facteur de transmission $\tau(L)$ s'écrit en intégrant l'équation (1) :

$$\tau(L) = \exp(-K \cdot L) \tag{2}$$

C'est la loi de Beer qui s'applique pour tous les milieux semi-transparents. On peut utiliser un coefficient k global (par exemple pour caractériser un vitrage en verre fumé), mais dans le cas des gaz, les propriétés spectrales ne sont pas continues et on utilisera le coefficient d'absorption monochromatique $K(\lambda)$ dont l'unité est m^{-1} . Ce coefficient a la même signification que le facteur d'absorption $\alpha(\lambda)$ d'une surface, mais il faut bien noter que $K(\lambda)$ correspond à une épaisseur traversée et a donc une dimension.

Toujours en utilisant la même démarche que pour un corps opaque, on définit un facteur d'émission ou **émissivité** d'une tranche de gaz. En effet, la conservation de l'énergie (loi de Kirchhoff) implique qu'à l'équilibre thermique (cas généralement rencontré), l'absorption soit compensée par une émission. Ceci entraîne :

$$k(\lambda) = \varepsilon(\lambda) \tag{3}$$

$\varepsilon(\lambda)$ dont l'unité est le m^{-1} correspond à l'émission d'un volume de gaz de $1 m^2$ et de $1 m$ d'épaisseur mais dont on néglige l'auto-absorption.

Par analogie avec une surface opaque dont la luminance est :

$$L_{\lambda,T}^0 = \varepsilon(\lambda,T) \cdot C_1 \cdot \frac{\lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1} = \varepsilon(\lambda,T) \cdot L_{\lambda,T}^0 \tag{4}$$

$L_{\lambda,T}^0$ étant la luminance du corps noir à la température T et à la longueur d'onde λ , on pose que la luminance d'un volume de gaz de section $1 m^2$ et d'épaisseur $1 m$ à la pression atmosphérique s'écrit :

$$L_{\lambda,T} = \varepsilon_{\lambda,T} \cdot L_{\lambda,T}^0 \tag{5}$$

Mais, contrairement à l'émission d'un solide ou d'un liquide, la courbe d'émission (figure 12) est discontinue.

En première approximation, le facteur d'émission d'un gaz est proportionnel à la pression :

$$K_\lambda = b_\lambda \cdot p \tag{6}$$

où p est la pression du gaz et b_λ un facteur qui dépend de :

- la nature du gaz ;
- la longueur d'onde ;
- la température du gaz.

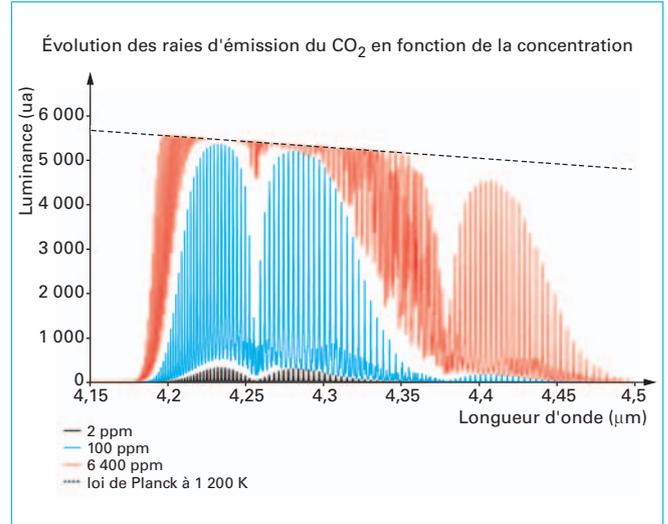


Figure 12 – Exemples de raies d'émission de 1 m de CO₂ porté à 1 200 K à différentes concentrations en fonction de la longueur d'onde

Dans une moindre mesure, b_λ dépend aussi des pressions suivantes :

- pression partielle du gaz ;
- pression totale du mélange et pression partielle des autres constituants.

Ces deux pressions font surtout varier b_λ (par élargissement de raies) dans le cas des pressions élevées que l'on rencontre dans les moteurs à combustion interne.

Pour la mesure des températures d'un gaz par rayonnement, on se trouve donc dans un cas plus complexe que celui de la pyrométrie des corps opaques. En effet :

- Pyrométrie monochromatique pour un solide opaque :

$$L_{\lambda,T} = \varepsilon_{\lambda,T \text{ solide}} \cdot L_{\lambda,T}^0 \tag{7}$$

Il y a une équation et deux inconnues.

- Pyrométrie pour une tranche de gaz homogène :

$$L_{\lambda,T} = f(T, \varepsilon_{\text{gaz}}, \text{pression}) \tag{8}$$

Il y a trois inconnues : T , ε_{gaz} , pression du gaz.

■ Équation de transfert radiatif dans un cylindre de gaz

Reprenons le cas d'un cylindre pour lequel les isothermes sont perpendiculaires à la propagation du rayonnement, ce qui entraîne une propagation rectiligne. Lorsque ce n'est pas le cas, la propagation ne se fait pas en ligne droite (cas des mirages) et pour établir la trajectoire des photons, il faut connaître l'indice optique du gaz en fonction de la température, donc du paramètre que l'on cherche. Le problème devient donc très difficile à résoudre. De même, nous ne tiendrons pas compte ci-dessous de la diffusion du rayonnement entre les molécules du gaz. En effet, si la diffusion est forte, cas d'une forte épaisseur optique (produit de l'épaisseur par la concentration du gaz) ou si l'absorption est forte, le rayonnement émis par le volume de gaz se comporte comme un corps noir (figure 12), du moins pour les raies d'émission ; la mesure de température de ce « corps noir » donnera la température de surface de ce volume de gaz.

Prenons donc le cas assez général du cylindre de gaz (figure 13).

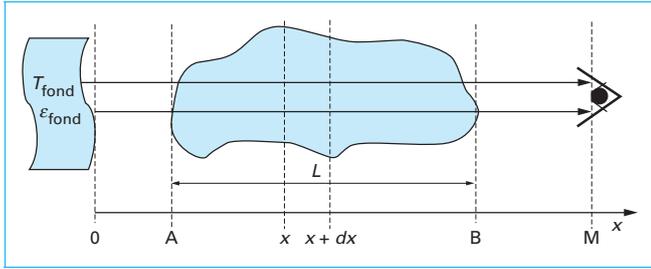


Figure 13 – Cas du cylindre de gaz

La luminance émise en x par la tranche de gaz d'épaisseur dx est :

$$dL_{\lambda,e} = \epsilon_{\lambda} \cdot L_{\lambda,T(x)}^0 \quad (9)$$

$$dL_{\lambda,e} = \epsilon_{\lambda,T(x)} \cdot L_{\lambda,T(x)}^0 = b(\lambda, T) \cdot p(x) \cdot L_{\lambda,T(x)}^0 \quad (10)$$

La luminance absorbée est :

$$dL_{\lambda,a} = -k\epsilon_{\lambda,T(x)} \cdot L_{\lambda}(x) \quad (11)$$

En tenant compte du rayonnement émis par le fond à la température T_0 et avec une émissivité ϵ_{λ} , on a :

$$L_{\text{fond},\lambda} = \epsilon_{\text{fond},\lambda} \cdot L_{\lambda,T_{\text{fond}}}^0 \quad (12)$$

En ajoutant l'absorption $k_0(\lambda)$ des gaz de l'atmosphère, on obtient par intégration la luminance $L_{\lambda,M}$ perçue en M par l'instrument de mesure. La luminance issue de la tranche $(x, x+dx)$ est absorbée sur le trajet de x à B. On a donc en B :

$$dL_e(x) = \epsilon_{\lambda,T(x)} \cdot L_{\lambda,T(x)}^0 \cdot \exp\left(-\int_x^B \epsilon_{\lambda} \cdot y \cdot dy\right) \cdot dx \quad (13)$$

En intégrant une nouvelle fois la luminance de cette tranche qui tient compte de l'auto-absorption, on obtient la formule générale :

$$L_{e\lambda} = \int_0^L \epsilon_{\lambda,T(x)} \cdot L_{\lambda,T(x)}^0 \cdot \exp\left(-\int_x^B \epsilon_{\lambda} \cdot y \cdot dy\right) \cdot dx \quad (14)$$

Comme le milieu est semi-transparent et en général hétérogène en température, il faudra donc déterminer simultanément le profil en température et le profil en pression du gaz.

Par exemple, supposons à symétrie circulaire l'écoulement à la sortie d'un turboréacteur de 1 m de diamètre dont on désire connaître la température avec une résolution de 10 cm. Il faudra donc trouver, par émission ou transmission, non seulement dix valeurs de température, mais aussi dix valeurs de concentration. Ceci suppose aussi que l'on connaisse $(\epsilon_{\lambda}, T, p)$ pour le gaz étudié.

Si maintenant on ajoute tous les termes d'émission-absorption, il faut tenir compte de l'absorption atmosphérique avec un facteur $K_{a\lambda}$... Les facteurs de transmission des trajets OA, AB et BM sont :

$$\tau_{OA} = \exp(-K_{a\lambda} \cdot OA)$$

$$\tau_{OA} = \exp\left(-\int_A^B \epsilon_{\lambda,T(x)} \cdot dx\right)$$

$$\tau_{BM} = \exp(-K_{a\lambda} \cdot BM)$$

La luminance totale mesurée suivant l'axe des x , en tenant compte du fond, est :

$$L_{\lambda} = \left[\epsilon_{\text{fond},\lambda} \cdot L_{\lambda,T_{\text{fond}}}^0 \cdot \tau_{OA} \cdot \tau_{AB} + \int_A^B \epsilon_{\lambda,T(x)} \cdot L_{\lambda,T(x)}^0 \cdot \exp\left(-\int_x^B \epsilon_{\lambda,T(y)} \cdot dy\right) \cdot dx \right] \cdot \tau_{BM} \quad (15)$$

L'expression de la luminance peut sembler bien compliquée, mais en pratique l'absorption atmosphérique peut, pour les courtes distances, être négligée (sauf pour le CO_2).

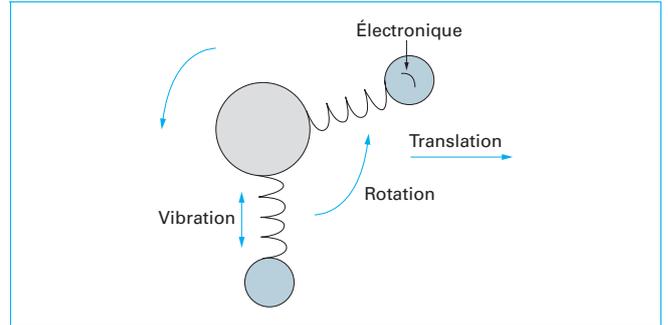


Figure 14 – Les différentes énergies de la molécule

Cas simple : les températures et concentrations du gaz sont constantes dans le nuage :

$$\epsilon_{\lambda} = \text{cte} \Rightarrow \tau_{AB} = \exp(-\epsilon_{\text{gaz}} \cdot AB)$$

$$L_{\lambda} = \epsilon_{\text{fond},\lambda} \cdot L_{\lambda,T_{\text{fond}}}^0 \cdot \exp(-\epsilon_{\text{gaz}} \cdot AB) + [1 - \exp(-\epsilon_{\text{gaz}} \cdot AB)] \cdot L_{\lambda,T_{\text{gaz}}}^0 \quad (16)$$

ou $\tau_{AB} = \tau_{\text{nuage}}$

$$L_{\lambda} = \epsilon_{\text{fond},\lambda} \cdot L_{\lambda,T_{\text{fond}}}^0 \cdot \tau_{\text{nuage}} + [1 - \tau_{\text{nuage}}] \cdot L_{\lambda,T_{\text{gaz}}}^0 \quad (17)$$

Si le nuage de gaz a une concentration et une épaisseur telles que τ_{nuage} soit très faible, c'est-à-dire que le nuage est opaque, on obtient simplement :

$$L_{\lambda} = L_{\lambda,T_{\text{gaz}}}^0 \quad (18)$$

Le gaz émet comme un corps noir, comme on le voit sur la figure 12 pour du CO_2 à forte concentration ($4,2 \mu\text{m}$ et $4,3 \mu\text{m}$).

2.2 Rappels sur les propriétés du rayonnement des gaz

Pour l'utilisateur, deux démarches sont possibles.

- Utilisation d'une banque de données spectrales pour inverser les mesures expérimentales. La figure 12 a été obtenue avec la base de données HITRAN.

Inconvénients : les banques de données ne donnent que des spectres de gaz usuels, et leurs données ne sont en général précises que pour des pressions et des températures voisines des conditions ambiantes.

- Créer, pour les conditions des hautes températures et hautes pressions, sa propre banque de données ou connaître les propriétés du rayonnement des gaz qui vont être rapidement discutées ici, afin de trouver une propriété permettant de connaître la température des gaz.

Nous ne traiterons pas ici le cas des gaz dissociés, qui n'existent qu'à très haute température dans les plasmas. L'exemple académique est l'hydrogène atomique, dont les raies dans l'UV et le visible ont permis à Bohr d'élaborer sa théorie sur les atomes hydrogénoïdes.

2.2.1 Composantes de l'énergie d'une molécule

L'énergie totale d'une molécule est le résultat de la somme de phénomènes de natures différentes (figure 14) : énergie due à la translation, la vibration, la rotation de la molécule et aux transitions électroniques :

$$E_{\text{molécule}} = E_{\text{translation}} + E_{\text{vibration}} + E_{\text{rotation}} + E_{\text{électronique}}$$

Parmi ces énergies, seule celle de translation n'est pas quantifiée, elle provient de l'agitation thermique qui conduit à un

élargissement des raies par effet Doppler. La quantification des autres énergies obéit aux règles de sélection de la mécanique quantique. Il existe certaines transitions permises entre deux états énergétiques. À une transition, est donc associée une énergie ΔE , variation d'énergie entre les deux états. Les valeurs de ces énergies de transition déterminent l'emplacement des raies. Ces transitions entre niveaux d'énergie sont de deux types selon le domaine étudié.

Les **transitions internes à un même état électronique** correspondent à des énergies situées dans le domaine **infrarouge**. Dans ces conditions, deux types de spectres peuvent apparaître : les spectres de rotation, qui sont très peu énergétiques et sont situés dans l'infrarouge lointain, et les spectres de rotation-vibration. Il existe un facteur 1 000 entre les énergies de ces deux phénomènes. Les spectres de vibration seuls ne peuvent exister car une modification de l'état vibrationnel entraîne systématiquement une modification de la rotation de la molécule. Les spectres de vibration-rotation se situent dans l'infrarouge proche ou moyen.

Par contre, les **transitions électroniques intervenant entre deux états électroniques** ont généralement des énergies plus grandes que les précédentes. Ces transitions produisent des photons dans le **visible** et dans l'**ultraviolet (UV)**. Le spectre de l'atome d'hydrogène en est l'exemple le plus simple.

Pour les molécules, les spectres sont essentiellement dans l'infrarouge. L'énergie de la molécule se réduit à deux termes :

$$E_{\text{molécule}} = \underbrace{F(J)}_{E_{\text{rotation}}} + \underbrace{G(v)}_{E_{\text{vibration}}} \quad (19)$$

avec J nombre quantique rotationnel,
 v nombre quantique du niveau de vibration.

L'énergie de la molécule est représentée par des valeurs discrètes qui sont fonction des nombres quantiques caractérisant son état rotationnel et vibrationnel. Les énergies vibrationnelles d'une molécule sont obtenues à partir de la relation générale (20) :

$$G(v_1 \dots v_n) = \sum_{i=1}^n \omega_i \left(v_i + \frac{d_i}{2} \right) + \sum_{i=1}^n \sum_{k \geq i} x_{ik} \left(v_i + \frac{d_i}{2} \right) \left(v_k + \frac{d_k}{2} \right) + \sum_{i=1}^n \sum_{k \geq i} g_{ik} l_i l_k \quad (20)$$

n nombre de modes de vibration,
 ω fréquence de vibration de la molécule,
 d degré de dégénérescence,
 x constante d'harmonicité caractéristique de la molécule,
 l moment angulaire,
 g constante de couplage vibrationnel entre 2 modes.

Les niveaux d'énergie correspondant aux modes rotationnels pour une molécule linéaire sont obtenus par la relation (21) :

$$F(J) = B_v [J(J+1) - J^2] - D_v [J(J+1) - J^2]^2 + H_v [J(J+1) - J^2]^3 + \dots \quad (21)$$

B_v constante de rotation,
 D_v constante de distorsion centrifuge due au mouvement rotationnel de la molécule,
 H_v constante de distorsion centrifuge du second ordre.

Ces trois premiers termes sont suffisants pour modéliser (figure 20 et figure 21) les rebroussements de raies présents dans ce domaine spectral. Toutes ces constantes ont des valeurs caractéristiques de la molécule étudiée.

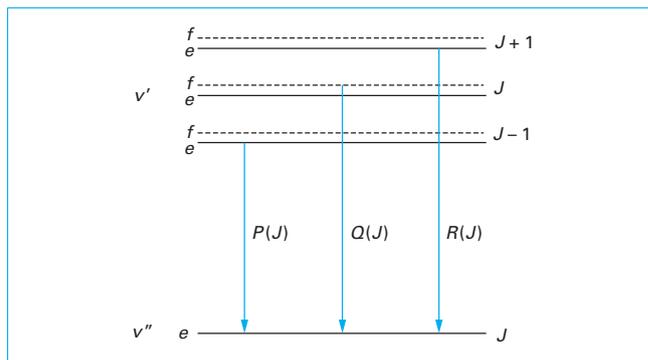


Figure 15 – Diagramme d'énergie des branches R, P, Q

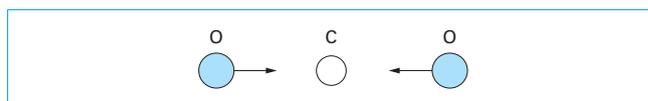


Figure 16 – Vibration d'allongement symétrique des liaisons

2.2.2 Fréquences de transition

Les règles de sélection déterminent les transitions vibrationnelles et rotationnelles permises entre les niveaux d'énergie de la molécule. Elles ont la forme suivante [46] :

$$\Delta l = 0, \pm 1 \text{ pour la vibration ;}$$

$$\Delta J = 0, \pm 1 \text{ pour la rotation ;}$$

$e \rightarrow f, f \rightarrow e$ pour $\Delta J = 0$ et $e \rightarrow e, f \rightarrow f$ pour $\Delta J = \pm 1$ pour les sous-niveaux de parité.

La valeur de Δl détermine le type de transition existant entre deux états vibrationnels ($\Sigma-\Sigma, \Pi-\Sigma, \dots$). Puis, selon la valeur de Δl certaines valeurs de ΔJ sont permises. Les trois valeurs possibles de ΔJ correspondent à trois branches appelées $R(J), P(J), Q(J)$ qui regroupent un ensemble de raies. Le diagramme d'énergie de ces trois branches est rappelé sur la figure 15.

v' et v'' sont deux niveaux vibrationnels.

Les énergies de transition de ces branches s'expriment comme la différence des deux niveaux énergétiques concernés :

$$R(J) = E_{v'}(J+1) - E_{v''}(J)$$

$$P(J) = E_{v'}(J-1) - E_{v''}(J)$$

$$Q(J) = E_{v'}(J) - E_{v''}(J)$$

Ces niveaux énergétiques sont fonction du mode de vibration.

Prenons l'exemple d'une molécule de CO_2 . Nous allons illustrer avec la molécule de CO_2 les différents types de spectres que nous pouvons rencontrer sur une molécule polyatomique. Comme nous le verrons, l'analyse d'un spectre permet de remonter à la température. La molécule de H_2O est présente, comme CO_2 , dans les combustions usuelles mais, ayant un plus grand nombre de degrés de libertés, elle a un spectre très riche (plus de deux millions de raies) qui ne présentent pas d'effet thermométrique aussi net que le CO_2 .

■ Il existe trois modes de vibration :

- v_1 ($\omega_1 = 1450 \text{ cm}^{-1}/\lambda_1 = 6,9 \mu\text{m}$) : vibration d'allongement symétrique des liaisons (figure 16). C'est un mode de vibration qui ne modifie pas la symétrie et ne provoque donc pas de variation du moment dipolaire. Il n'y a pas de raies d'émission ou d'absorption.

- v_2 ($\omega_2 = 667,9 \text{ cm}^{-1}/\lambda_2 = 15 \mu\text{m}$) : vibration de déformation angulaire (figure 17). La linéarité de la molécule n'est pas conservée. Cette déformation pouvant se faire dans n'importe quel plan, un nombre quantique d'identification l (v_2^l) est rajouté. Ce mode de vibration amène la présence des branches P, Q, R .

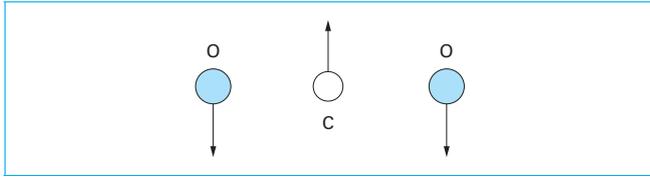


Figure 17 – Vibration de déformation angulaire

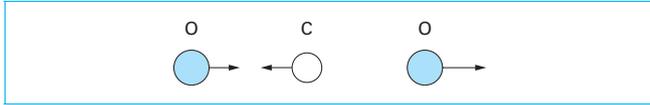


Figure 18 – Vibration d’allongement asymétrique

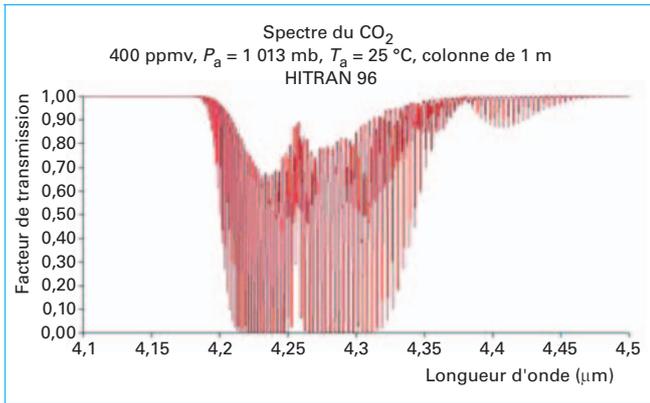


Figure 19 – Spectre de rotation-vibration

Le domaine de longueur d’onde autour de $\lambda = 15 \mu\text{m}$ est difficile à exploiter car l’atmosphère est absorbante (H_2O).

- ν_3 ($\omega_3 = 2\,350 \text{ cm}^{-1} / \lambda_3 = 4,25 \mu\text{m}$) : vibration d’allongement asymétrique (figure 18). Elle conserve la linéarité de la molécule mais pas sa symétrie. Les branches *P* et *R* sont présentes mais la branche *Q* est absente.

Les niveaux d’énergie de vibration de cette molécule seront identifiés par $(\nu_1 \nu_2 | \nu_3)$.

■ Têtes de bande : exemple du CO_2

Le mode de vibration ν_3 est le mode présent dans le domaine ($2\,380 - 2\,400 \text{ cm}^{-1}$). Dans ce domaine, il existe uniquement deux branches *R* (dont une doublée) qui peuvent se décrire, grâce à la terminologie précédente, de la façon suivante :

$$\begin{aligned} (0001) &\rightarrow (0000) \\ (0111e, f) &\rightarrow (0110e, f) \end{aligned}$$

« *e, f* » sont les sous-niveaux de parité de la transition dégénérée.

Une fois les transitions connues, les énergies de rotation et vibration peuvent se calculer grâce aux valeurs de $G(\nu)$, $B_{\nu'}$, $D_{\nu'}$, $H_{\nu'}$. Ainsi, les valeurs de $E_{\nu}(J)$ connues permettent de retrouver les fréquences de transitions $\nu(J)$ des 2 branches *R* :

$$\nu(J) = R(J) = E_{\nu'}(J+1) - E_{\nu}(J)$$

$\nu(J)$ est exprimé sous la forme d’un polynôme en $(J+1)$:

$$\begin{aligned} \nu(J) &= (G(\nu') - G(\nu)) + (B_{\nu'} + B_{\nu})(J+1) \\ &+ [(B_{\nu'} - B_{\nu}) + (D_{\nu'} - D_{\nu})](J+1)^2 + \dots \end{aligned}$$

Pour de grandes valeurs de J , un rebroussement des raies est observé sur la branche *R* : le coefficient de second degré étant

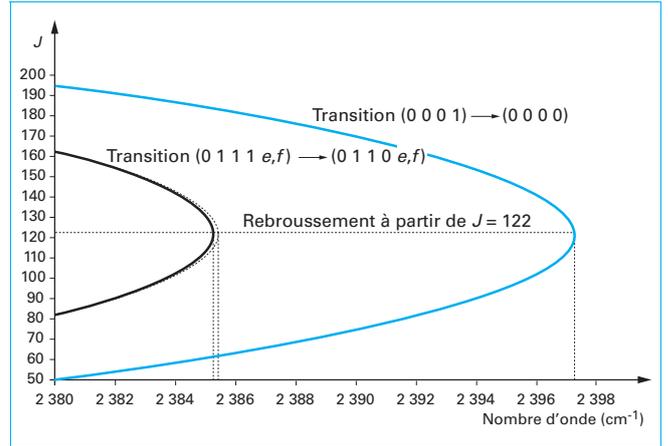


Figure 20 – Paraboles de Fortrat des deux transitions du CO_2

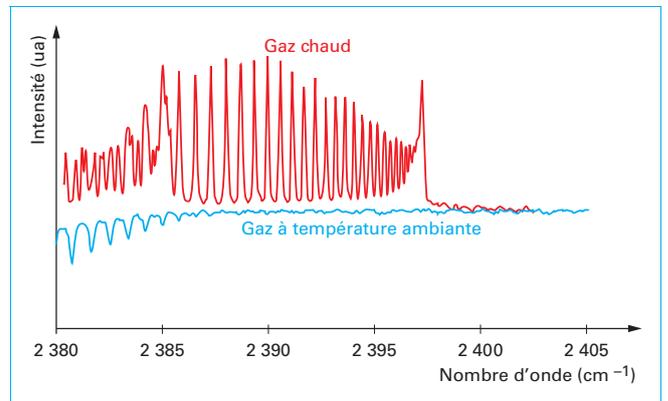


Figure 21 – Têtes de bande du CO_2 à chaud et à froid [23]

négatif, à une certaine valeur de J correspond un point de retour dû au terme parabolique.

Les paraboles de Fortrat représentent l’évolution des fréquences de transition en fonction de J (figure 20). Elles mettent en évidence le rebroussement de la parabole à partir de $J = 122$ pour le CO_2 . Ce rebroussement est appelé « tête de bande ».

Ce phénomène explique l’apparition des deux têtes de bande que l’on peut observer, par exemple sur la figure 21. Le rebroussement sur la première transition a lieu à $2\,397,3 \text{ cm}^{-1}$ et sur la transition dégénérée à $2\,385,2$ et $2\,385,4 \text{ cm}^{-1}$.

Cette formulation des fréquences en polynôme de J permet de calculer la position de n’importe quelle raie du domaine spectral étudié. C’est une des différences essentielles avec les bases de données qui identifient les raies à basse température (Hitran 96 s’arrête à $J = 108$) et ne peuvent représenter les domaines à haute température.

Il y a un effet thermométrique très intéressant dû à la modification rapide du spectre de la tête de bande en fonction de la température. L’analyse de la forme permet d’effectuer des mesures avec une précision de l’ordre de 40 K autour de 1 000 K.

2.3 Effet de la température

L’intensité des raies varie avec la température. Pour une molécule non dissociée, on distingue 3 types de niveaux d’énergie :

- **Translation** : ne donnant pas de spectre.

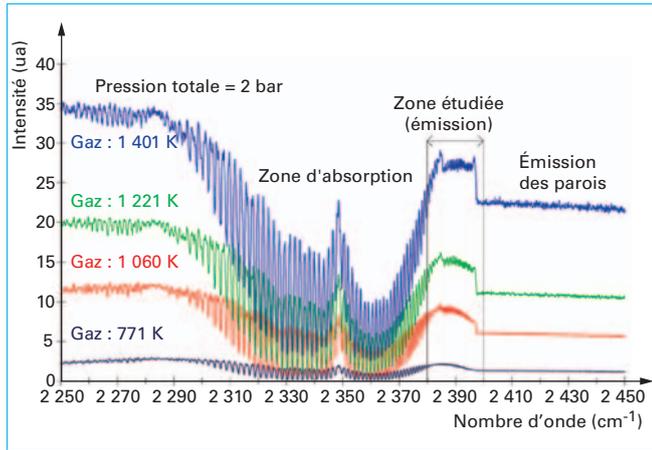


Figure 22 – Exemple de l'influence de la température à pression constante sur l'émission du CO₂ dans une turbine d'hélicoptère Turboméca [35]

• **Rotation** : il y a possibilité de spectre si le moment dipolaire n'est pas nul au repos. Les molécules symétriques H₂, O₂, N₂... n'ont pas de spectre de rotation. On appelle *J* le nombre quantique entier définissant l'énergie d'une molécule. Son énergie est :

$$E_J = J(J + 1) \cdot \frac{h^2}{8\pi^2 I}$$

où $E_J = J(J + 1) \cdot K \cdot T_r$

avec *I* moment d'inertie de la molécule,
T_r température dite « de rotation ».

La règle de sélection est $\Delta J = \pm 1$. L'intensité des raies est :

$$\frac{N_J}{N} = \frac{2(J + 1) \exp\left(\frac{-J \cdot (J + 1) \cdot K \cdot T_r}{K \cdot T}\right)}{\sum 2(J + 1) \exp\left(\frac{-J \cdot (J + 1) \cdot K \cdot T_r}{K \cdot T}\right)}$$

• **Spectres de rotation-vibration** : pour les molécules diatomiques hétéronucléaires (CO par exemple) ou polyatomiques (CO₂, H₂O...) le niveau est déterminé par le nombre quantique *V* et l'énergie correspondante est :

$$E_V = \left(V + \frac{1}{2}\right) \cdot h \cdot V_s = \left(V + \frac{1}{2}\right) \cdot K \cdot T_s$$

V_s fréquence d'oscillation.

Les transitions permises sont $\Delta V = \pm 1$ avec $\Delta J = \pm 1$.

On a des spectres de rotation-vibration très caractéristiques.

Sur la figure 22, on remarque d'une part l'évolution du spectre de rotation-vibration à 4,26 μm (2 348 cm⁻¹) et d'autre part le changement de forme de la tête de bande. Il y a donc un effet thermométrique intéressant qui permettra de mesurer la température du gaz, ici du CO₂. La figure 23 montre l'évolution de l'émissivité du CO₂ puis de H₂O en fonction de la température. Si on se place à une longueur d'onde fixe, l'émissivité varie en fonction de la température comme le montrent les exemples donnés sur la figure 24.

Dans ce cas, l'émissivité du CO₂ est calculée pour une bande centrée à 4,388 μm et celle de l'eau (H₂O) à 2,476 μm.

2.4 Élargissement des raies avec la pression et la température

À très basse pression, les raies ont une très faible largeur. C'est le cas des combustions sous vide, par exemple pour une fusée

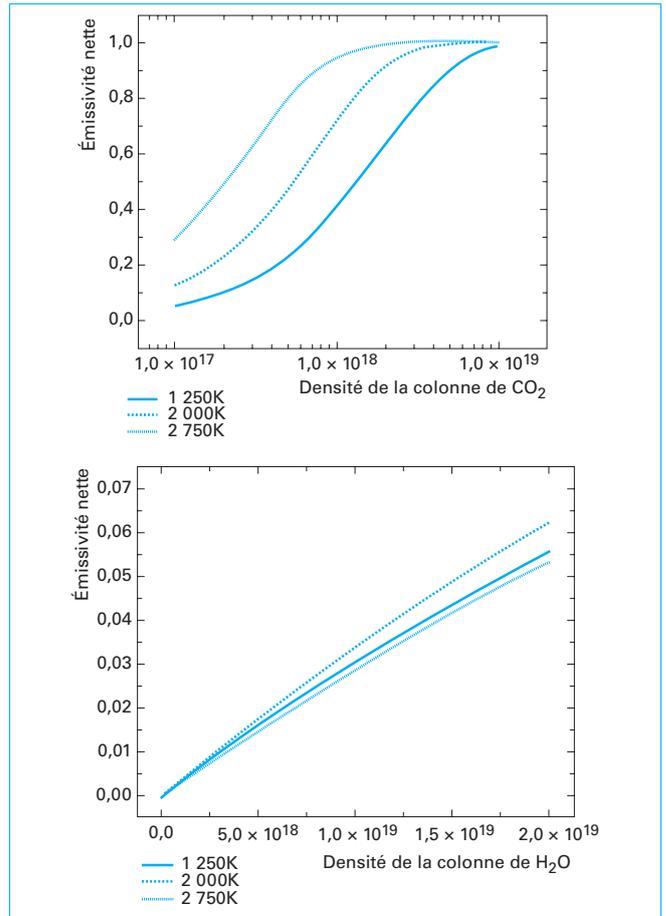


Figure 23 – Émissivité de CO₂ et H₂O [34]

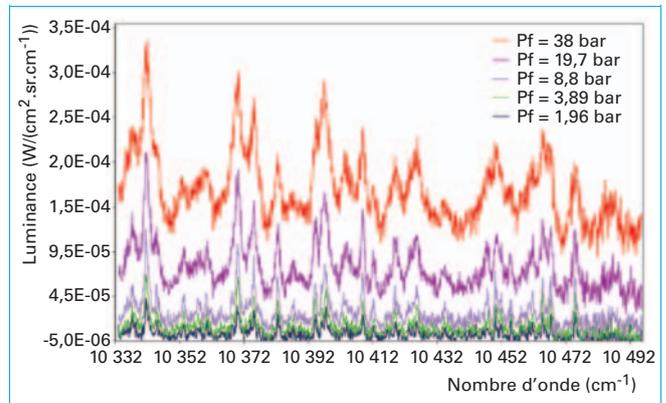


Figure 24 – Exemple de spectre d'émission de H₂O en fonction de la pression [27]

hors atmosphère. Mais deux effets vont contribuer à l'élargissement des raies :

- la pression augmente les probabilités de collision entre les molécules, ce qui rend « flous » les niveaux d'énergie, donc élargit la raie ;
- l'élévation de la température augmente la vitesse quadratique des molécules qui croît comme \sqrt{T} . Un effet Doppler se manifeste et la largeur des raies augmente [32].

Les raies des gaz ont une largeur naturelle de l'ordre de $0,5 \text{ cm}^{-1}$ à la pression atmosphérique.

Ces deux phénomènes se conjuguent pour donner un profil de raies appelé « profil de Voigt ». Les raies ont des « ailes » qui vont à l'infini de part et d'autre du pic central. À haute température ou haute pression, ces ailes se rejoignent pour constituer un fond continu.

La figure 24 montre l'évolution du spectre de l'eau en fonction de la pression dans la bande spectrale s'étendant de $10\,332 \text{ cm}^{-1}$ à $10\,492 \text{ cm}^{-1}$ soit $0,953 \mu\text{m}$ et $0,968 \mu\text{m}$.

On remarque l'élargissement des raies avec la pression ainsi que l'apparition d'un fond continu [27].

Pour les têtes de bande, zones qui présentent un effet thermométrique intéressant, l'augmentation de la pression modifie la forme du spectre (figure 25), ce qui est intéressant pour mesurer les pressions, mais par contre fait disparaître les raies, ce qui diminue l'information donnée par le spectre.

En pratique, à haute pression et haute température, l'élargissement des raies lisse les spectres. Ceci augmentera la difficulté pour identifier et surtout pour inverser l'équation de transfert de rayonnement.

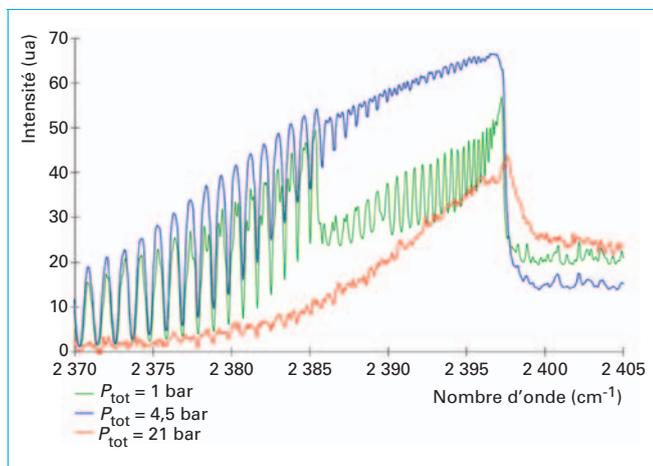


Figure 25 – Tête de bande CO_2 : évolution mesurée expérimentalement du spectre de CO_2 en fonction de la pression totale pour $T = 2\,000 \text{ K}$ (résolution spectrale = $0,125 \text{ cm}^{-1}$) [35]

2.5 Radicaux libres

Les radicaux libres peuvent également être d'excellents traceurs. La figure 26 donne quelques positions de raies caractéristiques de OH^* , C_2^* et CH^* . Ce dernier radical donne la couleur bleue caractéristique des flammes de gaz. Le température qui peut être calculée à partir de la forme des spectres est la température électronique de l'état excité qui peut être très différente de la température au sens usuel du milieu.

La figure 27 présente un exemple de détection de radicaux OH° dans une flamme hydrogène/air réalisée au LCSR (laboratoire combustion et systèmes réactifs, Orléans) avec la participation du laboratoire LEEE (laboratoire d'énergétique et d'économie d'énergie) dans le cadre d'études sur les superstatoréacteurs à combustion hydrogène/air.

Ces spectres sont issus d'une flamme hydrogène/air. On peut noter la présence du radical OH° à 315 nm . De 600 nm à $1\,100 \text{ nm}$, on observe les raies d'émission de H_2O .

Le spectre fin de ces radicaux libres dépend de la température. Il ne semble pas que cette propriété ait été utilisée jusqu'à présent pour déterminer la température.

La figure 28 présente le spectre d'une combustion propane-air. Les espèces gazeuses se repèrent aisément (H_2O , CO_2 , CO , N_2O , NO_2 , NO).

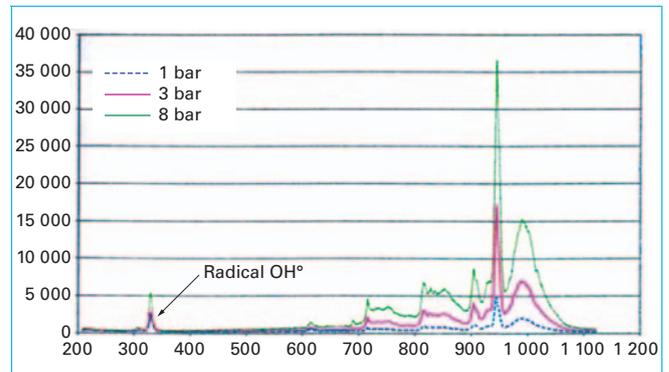


Figure 27 – LEEE/LCSR (2001) (Spectromètre à réseau) spectre de combustion hydrogène/air

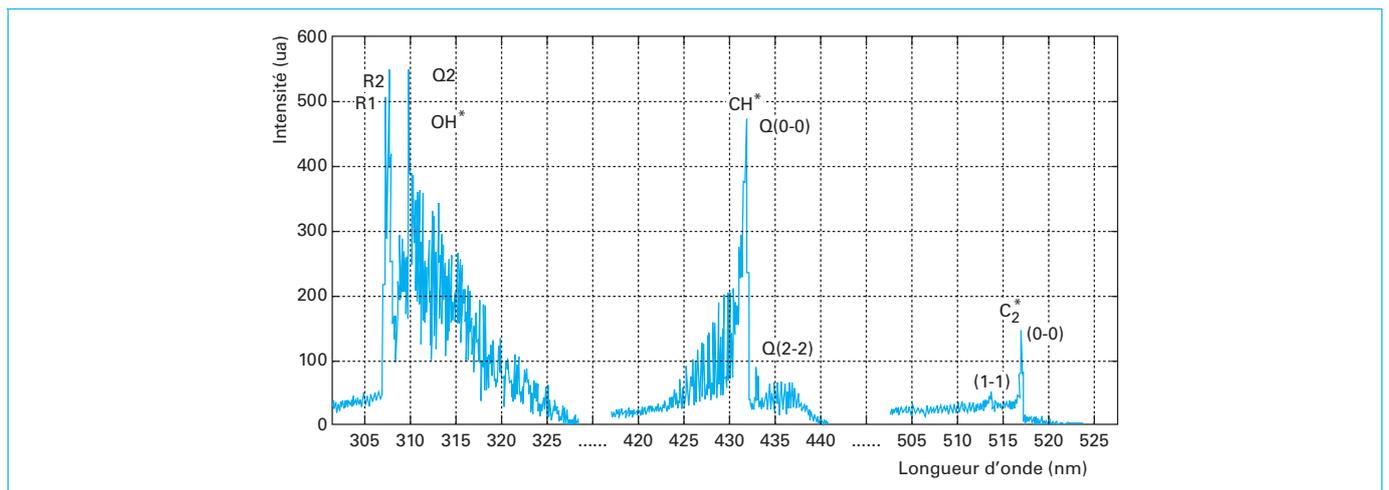


Figure 26 – Position des raies caractéristiques des radicaux [33]

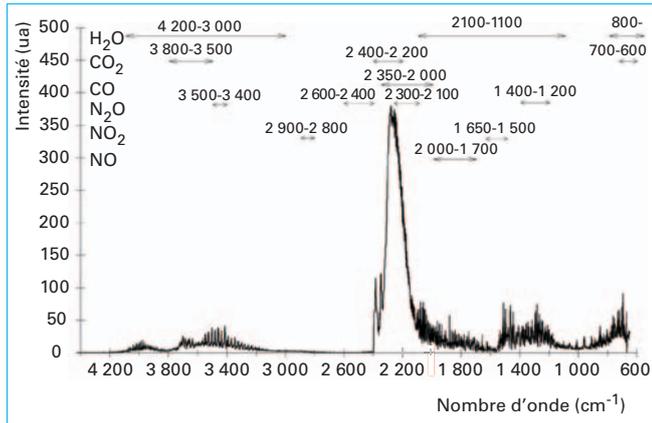


Figure 28 – Exemple de combustion propane/air (Thèse Johana Vally, université Paris X)

Le spectre électronique correspond aux grandes énergies donc aux courtes longueurs d'onde. Les molécules homopolaires (H₂, N₂...) ne présentent pas de spectres de rotation-vibration. L'intensité des raies dépend de la population des niveaux énergétiques régie par la loi de Boltzmann, dont l'application nécessite l'hypothèse d'équilibre thermodynamique local.

La fonction de partition totale est utilisée pour déterminer comment, à l'équilibre thermodynamique et à une température donnée, les molécules sont distribuées parmi les différents états énergétiques. Elle représente tous les états inférieurs possibles. Pour pouvoir utiliser des méthodes de spectroscopie des gaz, il est nécessaire de trouver des zones spectrales plus ou moins larges (paquets de raies ou raies isolées) ayant une évolution caractéristique liée à la variation d'un paramètre donné (température, pression...).

Pour que la méthode soit efficace, il est préférable que les évolutions liées à chaque paramètre soient indépendantes. Dans le cas contraire, il faudra effectuer plusieurs mesures en longueur d'onde et ensuite trouver une méthode d'inversion permettant d'obtenir chaque paramètre. Par exemple, la tête de bande du CO₂ située dans la bande infrarouge, communément appelée « bande 2 », et localisée entre 4,19 μm et 4,21 μm, présente à pression constante, un effet thermométrique très important.

2.6 Détermination de la température de flammes homogènes

2.6.1 Méthode de Kurlbaum dite « de disparition des raies »

Ce principe est à la base des méthodes d'émission-transmission. Le but de cette méthode est d'observer l'apparition ou la disparition de raies d'émission ou d'absorption par une analyse spectrale. Pour cela, on ensemence le milieu étudié par un gaz pour lequel on connaît la position des raies d'émission ou d'absorption (par exemple, le sodium possède un doublet jaune très caractéristique). On éclaire ce mélange avec un corps noir (CN) focalisé grâce à une première lentille. On collecte ensuite le rayonnement résiduel par une deuxième lentille focalisant le faisceau sur l'entrée d'un spectromètre.

Avec cette méthode, la température est déterminée lorsque, pour une température du corps noir, le spectre observé est continu, sans raies d'absorption ni d'émission.

En effet, pour un gaz, la conservation de l'énergie implique que le facteur d'émission volumique ϵ du gaz est égal à son facteur d'absorption volumique α :

$$L_{\text{mesurée}} = \epsilon_{\lambda} L_{\lambda, T_{\text{gaz}}}^0 + (1 - \epsilon_{\lambda}) L_{\lambda, T_{\text{CN}}}^0 \quad (22)$$

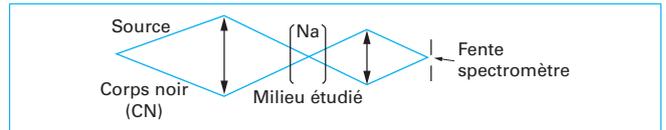


Figure 29 – Schéma du montage expérimental

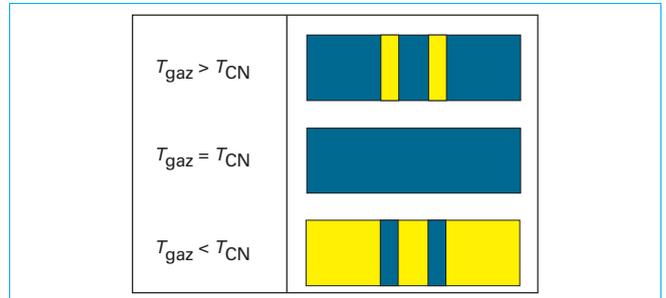


Figure 30 – Illustration de la disparition des raies

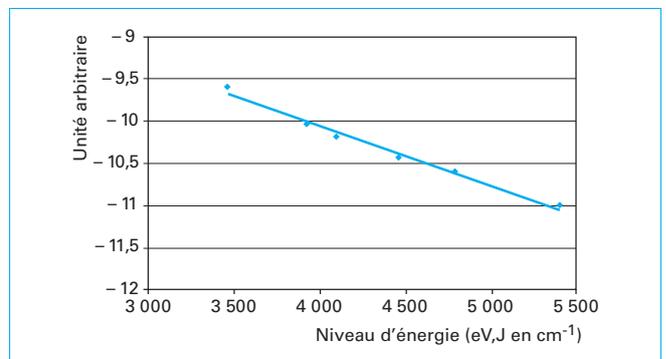


Figure 31 – Diagramme de Boltzmann : raies d'absorption du CO

Le montage expérimental schématisé figure 29 permet de mettre en œuvre cette méthode de disparition des raies.

Plusieurs cas se présentent alors comme l'illustre la figure 30.

Cette méthode, d'une mise en œuvre simple, présente une bonne sensibilité à la température, seul paramètre influent. Cependant, son application se limite aux milieux homogènes en température.

2.6.2 Mesures spectrales

La largeur d'une raie est proportionnelle à \sqrt{T} . Une étude spectrale fine permet de déterminer, avec une précision assez faible, la température du gaz. Un autre moyen, qui nécessite une étude spectrale avec une très bonne résolution, est l'utilisation d'un spectre de rotation-vibration.

La température d'une flamme à basse pression est obtenue à l'aide d'un diagramme de Boltzmann tracé pour les six raies de rotation de CO observées dans le domaine spectral couvert par une diode laser (figure 31).

2.7 Profils de températures de flammes non homogènes

On détermine simultanément la température et la concentration ou leurs profils à partir de l'intensité des raies d'émission du gaz représentée par l'équation (15). Théoriquement, pour un volume gazeux, homogène en température et concentration, il suffit de

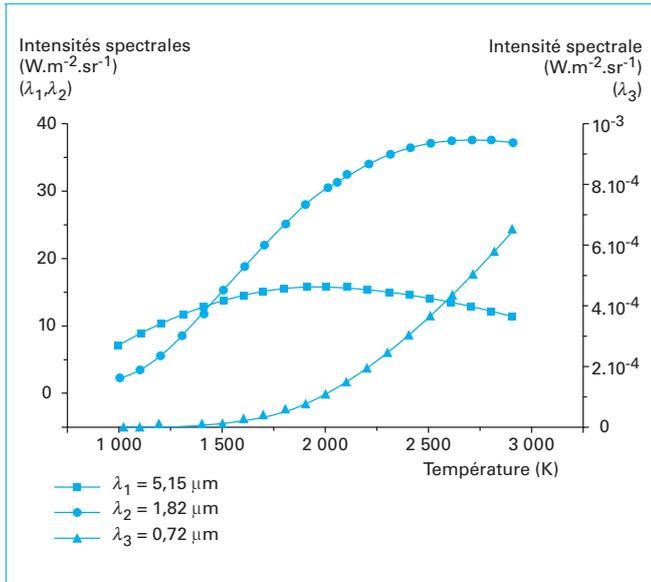


Figure 32 – Exemple du choix de 3 raies pour une étude à partir du spectre de l'eau [28]

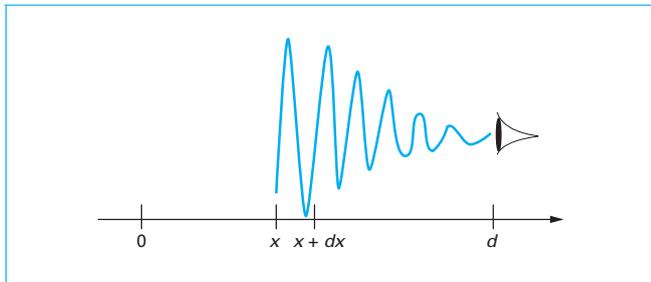


Figure 33 – Atténuation du rayonnement entre la source et l'observateur [21]

connaître l'intensité absolue de deux raies pour déterminer ces deux valeurs. Une troisième raie permet de faire des mesures relatives (mesures souvent plus fiables en expérimentation). Pour obtenir des profils dans un mélange inhomogène, si on cherche N valeurs spatiales en température et N valeurs spatiales en concentration, il faudra donc au moins $2N$ raies pour obtenir les profils. Si les fonctions représentant l'intensité des raies $I_\lambda = f(\lambda, T)$ ne sont pas linéairement indépendantes, il faudra augmenter le nombre de raies.

La figure 32 montre un choix de trois raies du spectre de l'eau qui ont des formes très différentes, donc susceptibles de permettre une inversion qui convergera vers une valeur unique.

La spectroscopie d'émission offre la possibilité d'analyser des mélanges de gaz et de particules. Le choix des longueurs d'onde de mesure est primordial. On choisira des raies pour lesquelles la croissance permet de caractériser température et concentrations des différents constituants. Des essais pour lesquels une mesure intrusive de température était possible ont montré une bonne concordance avec la spectroscopie d'émission (figure 34). L'inversion numérique (détaillée au § 3), nécessaire pour le dépouillement est un problème délicat. Elle nécessite la connaissance des spectres à hautes pressions et hautes températures des gaz analysés. Le manque de banques de données fiables dans ces conditions rend nécessaire une étude des paramètres spectroscopiques en laboratoire.

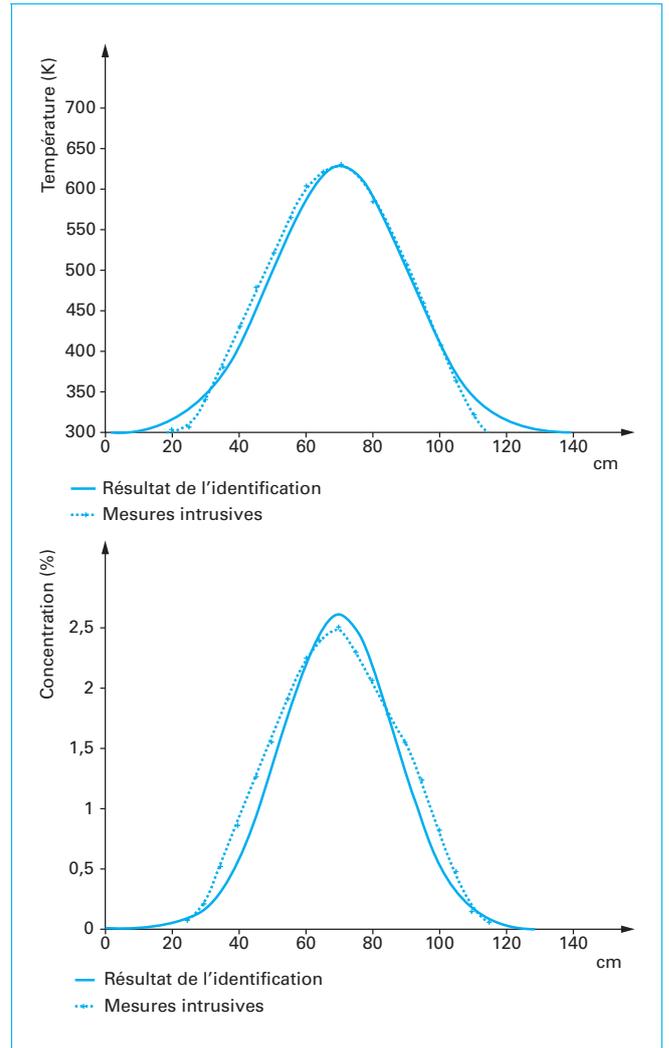


Figure 34 – Comparaison du profil de température obtenu avec le spectromètre et avec les mesures intrusives de spectrométrie à partir des têtes de bandes du CO_2 [23]

Cette méthode nous semble bien adaptée aux mélanges complexes et aux hautes températures et en évolution rapide.

3. Analyse des mesures par inversion

3.1 Mesure sur une ligne

Pour le cas d'une mesure sur une ligne, le rayonnement de la scène visée est atténué par auto-absorption puis par les molécules absorbantes situées entre le phénomène radiatif et l'observation. Pour une visée suivant l'axe x , l'atténuation peut être schématisée (figure 33).

La modélisation de ce rayonnement est donnée, dans le cas d'un modèle non diffusant, par l'équation de transfert radiatif sous sa forme différentielle :

$$\frac{dL_\lambda}{dx}(x) = k_\lambda(x)[L_\lambda^0(x) - L_\lambda(x)].$$

$$L_\lambda(0) = L_0.$$

ou sous la forme intégrale représentée par la formule notée en (15).

À partir de bases de données, $K(\lambda, T, P)$ peut se mettre sous la forme :

$$K_\lambda(T) = [a_0 + a_1 T + a_2 T^2 + a_3 T^3] \frac{PC}{T}$$

où P est la pression et les coefficients a_0, a_1, a_2, a_3 dépendent de la longueur d'onde λ .

Une fois la modélisation définie, il faut par exemple minimiser l'écart entre les luminances mesurées par spectroscopie et celles calculées par le modèle [18] [19] [20] [21]. La fonction à minimiser (fonctionnelle) s'exprime alors sous la forme :

$$J_\Sigma(p) = \frac{1}{2} \sum_{\lambda \in \Sigma} W_\lambda (L_\lambda^{mes} - L_\lambda(p))^2$$

La minimisation est effectuée, par exemple, par une méthode de Gauss-Newton associée à la méthode du gradient conjugué. L'identification des différents paramètres, lors de la minimisation donne ensuite des valeurs caractéristiques des profils supposés, permettant de trouver les profils « réels » de températures et de concentrations dans le volume visé. Ces méthodes de déterminations de profils de températures et de concentrations donnent d'excellents résultats, du moins si le profil de température n'est pas trop « tourmenté ».

La figure 34 présente la comparaison des profils de températures obtenus par méthodes intrusives (pointillés) et par la méthode basée sur le spectre d'émission des têtes de bande du CO₂ (trait plein) sur un turboréacteur Rolls Royce. Les mesures ont été réalisées dans le cadre d'un projet européen. Les mesures intrusives ont été faites en 2 heures par le DeRA et celles par spectroscopie en quelques secondes par le laboratoire LEEE (J. Vally). La figure 34 compare également les résultats obtenus par les deux méthodes. Les mesures optiques effectuées avec un spectromètre à transformée de Fourier se font en quelques secondes pour obtenir une résolution spectrale de 0,5 cm⁻¹ qui est suffisante pour séparer les raies de rotation-vibration. Pour des phénomènes instationnaires, la mesure peut être effectuée avec un spectromètre à réseau couplé avec une barrette de détecteurs. Des temps de mesure de quelques nanosecondes peuvent alors être atteints, au moins pour l'étude de milieux semi-transparents très chauds [39]. Par contre, la difficulté de la méthode optique est due au problème d'inversion.

En résumé, l'avantage de cette méthode est son caractère non intrusif et la possibilité de temps de réponse courts. L'inconvénient principal est dû, pour une mesure sur un axe, à l'indétermination de l'épaisseur e d'une tranche à la température T et à la concentration C . En effet une tranche d'épaisseur e à la concentration C est équivalente à une tranche d'épaisseur $2e$ à la concentration $C/2$.

3.2 Mesure d'un champ de températures

Si on peut disposer des capteurs autour de la flamme, une solution consiste à effectuer des mesures croisées autour du jet (figure 35).

Dans ce cas, on aura une matrice de points inconnus en concentration et température et on peut généraliser la méthode appliquée pour une ligne de mesure.

Par exemple, on pourra utiliser 8 mesures (4 en x et 4 en y). Il y aura 16 intersections de ces mesures. Un nombre réduit de

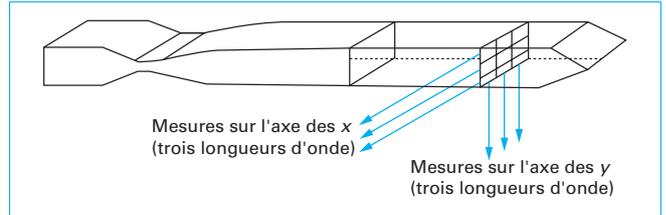


Figure 35 – Mesures croisées

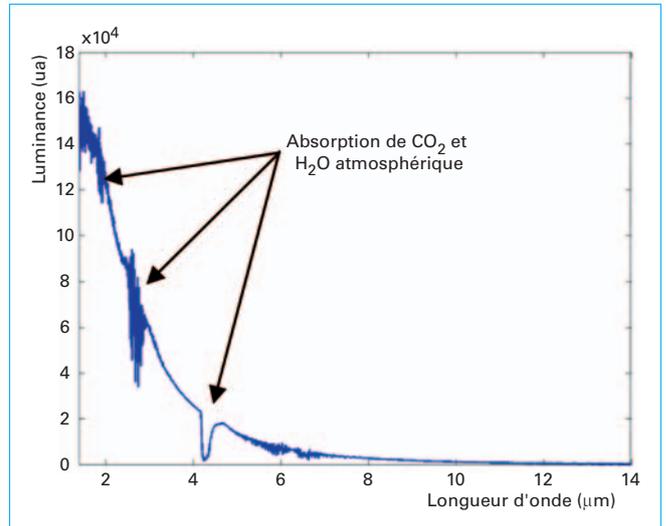


Figure 36 – Spectre d'émission d'une flamme de charbon pulvérisé [41]

longueurs d'onde suffit alors pour que le système d'équations puisse être inversé. L'évolution de l'intensité de trois raies, telles que celles représentées à la figure 32 permet ainsi de créer un système de 24 équations et d'obtenir température et concentration du gaz aux nœuds du système. Le système peut être paramétrisé à l'aide de fonctions telles que des B-splines cubiques, afin de représenter le champ de températures avec le minimum de paramètres.

4. Mesure à partir de l'émission de particules

Cette méthode consiste à utiliser les propriétés radiatives des particules qui ensemencent un écoulement. Les particules ont pratiquement la même température que les gaz porteurs. Pour trouver la température de ces particules, plusieurs solutions existent.

■ Solution 1 : comparaison avec l'émission d'un corps noir

Cette méthode suppose que la densité de particules et l'épaisseur du nuage soient suffisantes pour que le nuage soit totalement absorbant et se comporte comme un corps noir.

On mesure le spectre de rayonnement continu et on essaye de faire coïncider ce spectre avec l'émission d'un corps noir variant avec la température. Dans ce cas, la sensibilité et la précision sont faibles. C'est le principe illustré par les figures 36 et 37 sur une flamme de charbon pulvérisé.

La figure 37 montre le rapport de la mesure sur l'émission d'un corps noir. La température de la flamme est donnée par la courbe

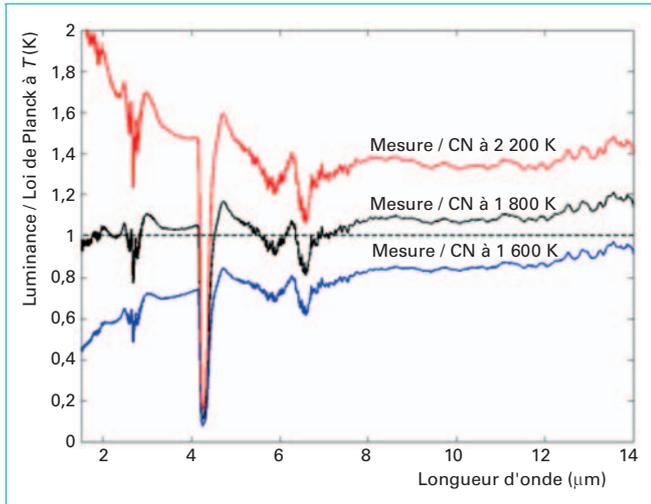


Figure 37 – Concordance entre la loi de Planck et les mesures

qui se rapproche le plus de la valeur constante 1. Ici la température est de l'ordre de 1 800 K.

Cette méthode est assez imprécise. En effet, pour qu'elle soit fiable, il faut connaître l'émissivité des particules pour pouvoir faire l'hypothèse que la flamme émet comme un corps gris. D'autre part, si la flamme émet comme un corps noir, c'est qu'elle est très absorbante. On ne mesurera donc que la température superficielle de cette flamme.

■ Solution 2 : la pyrométrie bichromatique

L'intérêt de la pyrométrie bichromatique est d'éliminer la surface S apparente des particules, qui est en général inconnue, et de minimiser les effets de la transmission.

La luminance à deux longueurs d'onde s'exprime avec l'approximation de Wien par :

$$L_1 = K_1 \cdot S \cdot \epsilon_1 \cdot \tau_1 \cdot \exp\left(\frac{-c_2}{\lambda_1 T}\right)$$

et

$$L_2 = K_2 \cdot S \cdot \epsilon_2 \cdot \tau_2 \cdot \exp\left(\frac{-c_2}{\lambda_2 T}\right)$$

ϵ_1, ϵ_2 et τ_1, τ_2 sont respectivement les émissivités des particules et les transmissions du milieu entre le volume visé et l'instrument de mesure.

En faisant le rapport pour éliminer la surface S inconnue et en comparant avec un corps noir qui donnerait le même rapport, on obtient :

$$R = \frac{L_1}{L_2} = K \frac{\epsilon_1 \tau_1}{\epsilon_2 \tau_2} \cdot \exp\left(\frac{-c_2}{T} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)\right) = K \cdot \exp\left(\frac{-c_2}{T_{CN}} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)\right)$$

d'où l'erreur due au principe de mesure :

$$\Delta T = T^2 \cdot \frac{1}{c_2} \cdot \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} \cdot \ln\left(\frac{\epsilon_1 \tau_1}{\epsilon_2 \tau_2}\right)$$

La figure 39 présente les thermographies dans l'ultraviolet effectuées sur le jet de grandes dimensions d'un propulseur à propergols solides. En utilisant des longueurs d'onde courtes, 0,36 µm et 0,39 µm, on minimise l'erreur due à la méconnaissance des émissivités ϵ_1 et ϵ_2 du matériau. Dans le cas présenté, les particules sont de l'alumine et les mesures ont été faites dans le proche ultraviolet, ce qui permet aussi de faire les essais en pleine lumière du jour.

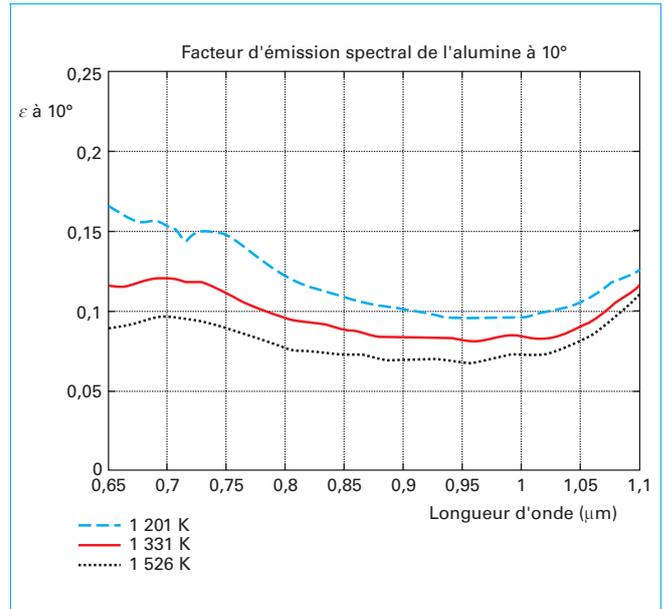


Figure 38 – Émissivité normale de l'alumine mesurée au laboratoire LEEE entre 1 201 K et 1 526 K [40]

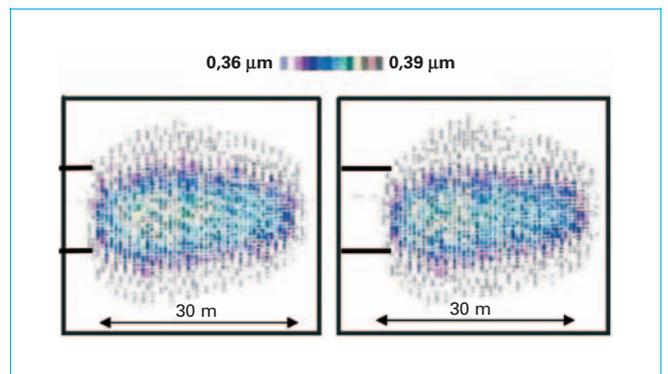


Figure 39 – Jet de fusée à propergols solides (CAEPE) [24] [38]

La précision relative dépend essentiellement de la connaissance de ϵ en fonction de la longueur d'onde. La figure 38 présente l'émissivité de l'alumine dans le domaine visible/proche IR. Pour les courtes longueurs d'onde, l'émissivité est particulièrement difficile à obtenir.

Estimant que les deux valeurs de l'émissivité sont égales à 10 % près, on a alors une précision relative de l'ordre de 3 % pour 3 000 K avec $\lambda_1 = 0,36 \mu\text{m}$ et $\lambda_2 = 0,39 \mu\text{m}$.

La mesure est donc assez précise aux courtes longueurs d'onde. Cependant, on ne peut aller vers les très courtes longueurs d'onde, car les phénomènes de diffusion deviennent importants. Le dépouillement des mesures est aisé. La difficulté principale réside dans le choix des longueurs d'onde de mesure qui dépend du milieu étudié.

L'intérêt de l'application de cette méthode au problème de jets de fusées (figure 39), ou à la combustion du charbon pulvérisé ou encore à la projection plasma de particules, dépendra de la granulométrie et de la densité des particules que l'on peut injecter ou qui sont présentes dans le volume analysé.

5. Nuages de particules et flammes chargées

Dans ce cas, les particules peuvent modifier complètement l'émission et la transmission du gaz porteur.

La transmission d'un nuage de particules de rayon r , de densité volumique $N(r)$, d'indice complexe ($n_r - j\chi$) à la longueur d'onde λ est :

$$\tau(\lambda) = \exp\left(-\int_0^{+\infty} N(r) \cdot \pi \cdot r^2 \cdot Q_{\text{ext}}(\alpha, nr, \chi) \cdot dr\right) \quad (23)$$

avec $\alpha = \frac{2\pi r}{\lambda}$ paramètre de taille,
 $Q_{\text{ext}}(\alpha, nr, \chi)$ efficacité d'extinction de la particule.

Q_{ext} se calcule à partir de la théorie de Mie. La formule (23) n'est valable que si la diffusion est simple. Lorsque la densité augmente, les diffusions sont multiples et à partir d'une valeur dépendant de Q_{ext} le nuage se comporte comme un corps solide à la température T de sa périphérie. Trouver la température des particules, et donc

du gaz, n'est alors possible à l'intérieur du nuage que si la densité de particules est relativement faible. Dans ce cas, une mesure du spectre de transmission du nuage permet, après inversion, d'obtenir la granulométrie $N(r)$ du nuage. On peut alors trouver le profil de température [42].

Des ouvrages généraux [29] [30] [31] [36] permettront au lecteur d'approfondir les notions présentées ici. Pour mieux comprendre l'origine des spectres, on pourra consulter *La théorie des spectres moléculaires* par A. Petit dans les Techniques de l'Ingénieur (traité Analyse et Caractérisation [P 2 656]).

En résumé, pour le **choix d'une méthode optique** :

- Cas idéal : trouver une propriété optique localisable dépendant uniquement de la température.
- Cas acceptable : propriété optique dépendant de la température et d'une autre variable, par exemple la concentration.
- Cas contraignant : analyser un phénomène optique dû à l'influence de plusieurs paramètres : par exemple température, pression, concentration.

Mesures de températures dans les gaz et les flammes

Mesures intrusives et mesures optiques intégrées

par **Frédéric GRISCH**

Docteur ès sciences physiques

Maître de recherche au département mesures physiques de l'ONERA (Office national d'études et de recherches aérospatiales)

Pierre GICQUEL

Ingénieur de recherche

Chef de l'unité mesures optiques et visualisations au département d'énergie fondamentale et appliquée de l'ONERA (Office national d'études et de recherches aérospatiales)

et **Philippe HERVÉ**

Professeur à l'université Paris X

Sources bibliographiques

- [1] MOUTET (A.), CRABOL (J.) et NADAUD (L.). – *Température des gaz et des flammes*. Techniques de l'ingénieur, Archives, [R 2 750-4] (6.1974).
- [2] MULLIKIN (H.F.). – *Gas temperature measurement and the high velocity thermocouple*. (Mesure de température des gaz et le pyromètre à aspiration), Reinhold Publication Co, p. 775-804.
- [3] GAUTROT (D.). – *Sondes de températures pour écoulement à haute enthalpie*. Mesures, p. 95-8 (mars 1972).
- [4] SURUGUE (J.) et MOUTET (A.). – *Experimental method in combustion research*. (Méthodes de mesures expérimentales dans les recherches en combustion), Section 11 (mesure de la température dans les phénomènes de combustion), Pergamon Press, p. 3-37 (1961).
- [5] BONNIER (G.) et DEVIN (E.). – *Couples thermoélectriques, caractéristiques et mesures de température*. Techniques de l'ingénieur, base documentaire Mesures et Contrôle, [R 2 590] (12.1997).
- [6] DEVIN (E.). – *Couples thermoélectriques, Données numériques d'emploi*. Techniques de l'ingénieur, [R 2 594].
- [7] VOISIN (P.), THIERY (L.) et BRON (G.). – *Exploration of the atmospheric lower layer thermal turbulences by means of microthermocouples*. (Exploration des turbulences thermiques de la basse atmosphère à l'aide microthermocouples), FEMTO-ST, CREST, Belfort.
- [8] LANZETTA (F.), BOUCHER (J.) et GAVIGNET (E.). – *Two micro-thermocouple probe for temperature and velocity measurements in an oscillating flow in a heat exchanger of strirling machine*. (Sonde à deux microthermocouples pour la mesure de température et de vitesse dans un écoulement oscillatoire d'une machine tournante), ASME Conference, Milan, Italy, p. 633-642 (May 14th/17th 2006).
- [9] MICHALSKI (L.), ECKERSDORF (K.), KUCHARSKI (J.) et MCGHEE (J.). – *Temperature measurement, second edition*. (Mesure de température, seconde édition), John Wiley and sons, Ltd. (2001).
- [10] DANISMAN (K.), DALKIRAN (I.) et CELEBI (F.V.). – *Design of high precision temperature measurement system based on artificial neural network for different thermocouple types*. (mise au point d'un système de mesure de température de haute précision pour différents types de thermocouple basé sur l'utilisation d'une technique numérique de réseau de neurones), Measurement, Vol. 39, p. 695-700 (2006).
- [11] VIGNERON (T.). – *Le capteur de température au cœur de la mesure*. Revue Contrôles-Essais-Mesures, p. 35-36 (janvier 2003).
- [12] SERIO (B.), VERDY (C.) et CODDET (C.). – *Gold palladium thin-film thermocouples for temperature measurements in thermal sprayed deposits*. (Thermocouples or-palladium en couches minces pour la mesure de température de couches thermiques pulvérisées), FEMTO-ST, CREST, Belfort.
- [13] GODEFROY (J.C.) et KAYSER (P.). – *Expérimentation en aéronautique : le plus des capteurs en couches minces*. La Revue des laboratoires d'essais, p. 24-28 (1994).
- [14] SPELMAN (J.), PARKER (T.E.) et CARTER (C.D.). – *Fiber-coupled multi line infrared emission measurements to determine temperature, CO₂ and H₂O*. (Mesures d'émission Infrarouge à l'aide de fibres multiples couplées pour la détermination de la température du CO₂ et de H₂O), Journal of quantitative spectroscopy and radiative transfer, n° 76, p. 309-330 (2003).
- [15] FERDINAND (P.). – *Thermomètre à fibre optique avec contact*. Techniques de l'ingénieur, base documentaire Mesures et Contrôle, [R 2 802] (9.2003).
- [16] FESTINGER (M.). – *Capteurs à fibres optiques Présentation*. Techniques de l'ingénieur, base documentaire Mesures et Contrôle, [R 412] (3.2007).
- [17] LYNNWOTH (L.C.) et CARNEVALE (E.H.). – *Ultrasonic thermometry using pulse techniques*. Temperature : Its Measurement and Control in Science and Industry, 4A, Instrument Society of America, Pittsburgh, p. 715-732. ISA (1972).
- [18] PARK (H.M.) et LEE (W.J.). – *The solution of inverse radiation problems using an efficient computational technic*. J. Quant. Spectroscop. and Radiative Transfer, Vol. 73, p. 41-54 (2002).
- [19] YOUSEFIAN (F.) et LALLEMAND (M.). – *Inverse radiative analysis of high-resolution infrared emission data for temperature and species profiles recoveries in axisymmetric semi-transparent media*. J. Quant. Spectroscop. and Radiative Transfer Vol 60, n° 6, pp. 921-931 (1998).
- [20] LIU (L.H.) et LI (B.X.). – *Inverse radiation problem of axisymmetric turbulent sooting free flame*. J. Quant. Spectroscop. And Radiative Transfer, Vol. 75, n° 4, p. 481-491 (15 nov. 2002).
- [21] ALKHOURY (P.), CHAVENT (G.), CLEMENT (F.) et HERVE (P.). – *Inversion of spectroscopic data of CO₂ radiation*. 4th International conference on inverse problems in engineering, Rio de Janeiro (Brasil) (2002).

- [22] BOUCHEZ (M.) et HERVE (P.) *and al.* – « *RAPIERE PROGRAM (FEDER) : Optical measurement system for ramjet flows* ». The American Institute of Aeronautics and Astronautics AIAA.2001. 1861. AIAA/NAL-NASDA-ISAS International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference, 10th, Kyoto, Japan (Apr. 24-27, 2001).
- [23] VALLY (J.). – *Étude du spectre d'émission infrarouge des gaz de combustion*. Application à la mesure de la température et de la concentration de CO₂ dans un gaz. Thèse, Université Paris 10 (1999).
- [24] FOURNET (D.). – « *Étude des propriétés thermo-optiques des milieux polyphasiques*. Application aux jets de propulseurs (thèse DGA, application CAEPE jets de fusées et stato-réacteur CHAMOIS » Paris X (14 janvier 1997).
- [25] HELAND (J.) et SCHAFER (K.). – *Determination of major combustion products in aircraft exhausts by F.T.I.R. Emission spectroscopy*. Atmospheric Environment. Vol. 32, pp. 3067-3072 (1998).
- [26] SU-WAN WOO et TAE-HO SONG. – *Measurement of gas temperature profile using spectral intensity from CO₂ 4,3 μm band*. International Journal of thermal sciences. Vol. 41, n° 9 (Sept. 2002).
- [27] CHELIN (P.). – *Études de propriétés radiatives de la vapeur d'eau à haute température et haute pression par diagnostic optique de la combustion H₂/O₂/N₂*. Thèse de doctorat (Université Paris 10) (2003).
- [28] FOURNET (D.). – « *Étude des propriétés thermo-optiques des milieux polyphasiques*. Application aux jets de propulseurs (thèse DGA, application CAEPE jets de fusées et stato-réacteur Chamois » Thèse université Paris X (14 janvier 1997).
- [29] ARABI-KATBI (O.I.), PRATSINIS (S.E.) et MORRISON (P.W.). – *In situ infrared measurements on TiO₂ flames : Gas and particle concentrations*. American Institute of Chemical Engineers AIChE Journal Vol. 48, Issue 1., pp 59-68 (Jan 2002).
- [30] BRUHAT (G.) et KASTLER (A.). – *Optique*. Masson 6^e édition (1992).
- [31] HOLLAS (J.M.). – *Spectroscopie*. Dunod (1998).
- [32] VALLEE (O.), TRAN MINH (N.) et CHAPPELLE (J.). – *Effet d'un champ de rayonnement intense sur le profil d'une raie spectrale*. Ann. Phys. Fr 8, p. 183-186 (1983).
- [33] DOCQUIER (N.) et CANDEL (S.). – *Combustion control and sensors : a review*. Progress in energy and combustion science. Vol. 28, n° 2, p. 107-150 (2002).
- [34] SPELMAN (J.), PARKER (T.E.) et CARTER (C.D.). – *Fiber-coupled multiple-line infrared emission measurements to determine temperature, CO₂ and H₂O*. Journal of quantitative spectroscopy & radiative transfer. Vol. 76, n° 3, p. 309-330 (2003).
- [35] VALLY (J.). – « *Transfert par rayonnement dans les turbines de forte puissance* ». Programmes Européens (Mars 1999).
- [36] CRABOL (J.). – *Transfert de chaleur*. (Collection technologies) Masson (1997).
- [37] HEMMERLING (B.), RADI (P.), STAMPANONI-PANARIELLO (A.), KOZOV (A.) et KOZLOV (D.). – *Novel non-linear optical techniques for diagnostics : laser-induced gratings and two-colour four-wave mixing*. C. R. Acad. Sci. Paris, t. 2, Série IV, p. 1001-1012 (2001).
- [38] HERVE (P.), FOURNET (D.), CARON (M.) (DGA) et AGUESSE (T.) (CAEPE). – « *Champs de température et de concentration dans un jet de propulseur à propergols solides par caméra bispectrale dans l'ultraviolet* ». Société française des Thermiciens (11 décembre 1993).
- [39] BOUYER (V.). – « *Étude de la transition choc – détonation du nitrométhane par spectrométrie d'émission* ». Thèse Université Paris X (13 Septembre 2002).
- [40] RAMEL (D.). – « *Détermination optique de la température d'un volume de produit de détonation* ». Thèse Université Paris X (19 Juin 2008).
- [41] VASSEUR (P.). – « *Propriétés optiques des gaz : modélisation du rayonnement émis par un nuage de gaz et de particules en expansion* ». Thèse Université Paris X (30 Juin 2008).
- [42] KLEITZ (A.) et BOULAUD (D.). – « *Granulométrie des particules en mouvement et des aérosols* ». Techniques de l'ingénieur, traité Mesures et Contrôle, [R 2 360] (7.1995).

À lire également dans nos bases

- MOUTET (A.), CRABOL (J.) et NADAUD (L.). – *Température des gaz et des flammes*. [R 2 750-4]. Base documentaire Archives Mesures physiques (1974).
- BONNIER (G.) et DEVIN (E.). – *Couples thermoélectriques, caractéristiques et mesures de température*. [R 2 590]. Base documentaire Mesures et Contrôle (1997).
- DEVIN (E.). – *Couples thermoélectriques, Données numériques d'emploi*. [R 2 594]. Base documentaire Archives Mesures physiques (1986).
- FERDINAND (P.). – *Thermomètre à fibre optique avec contact*. [R 2 802]. Base documentaire Mesures et Contrôle (2003).
- FESTINGER (M.). – *Capteurs à fibres optiques Présentation*. [R 412]. Base documentaire Mesures et Contrôle (2007).
- KLEITZ (A.) et BOULAUD (D.). – *Granulométrie des particules en mouvement et des aérosols*. [R 2 360]. Base documentaire Mesures et Contrôle (1995).

Supports numériques

Base de données

HITRAN high-resolution transmission molecular absorption database version 130 (2008).
<http://cfa-www.harvard.edu/hitrان/>

Annuaire

Constructeurs – Fournisseurs – Distributeurs

Société SEDI
<http://www.sedi-fibres.com/>

Laboratoires – Centres de recherche – Bureaux d'études – Écoles

Laboratoires de l'Institut FEMTO-ST, Département CREST (Caractérisation des rayonnements, écoulements, surfaces et transferts), CNRS UMR 6174. FEMTO-ST (Franche-Comté Électronique Mécanique Thermique et Optique – Sciences et Technologies) Parc technologique, 2, avenue Jean-Moulin, 90000 BELFORT

<http://www.femto-st.fr/>
 Onera, Office national d'études et recherches aérospatiales
<http://www.onera.fr>

Université Paris X, laboratoire d'énergétique et d'économie d'énergie LEEE (depuis janvier 2009, laboratoire d'énergétique, mécanique, électromagnétisme LEME)

<http://ufrsitec.free.fr/leee/>
<http://leme.u-paris10.fr>
 CORIA Complexe de recherche interprofessionnel en aérothermochimie UMR 6614 (Rouen)

<http://www.coria.fr/>
 Laboratoire d'énergétique moléculaire, macroscopique et combustion EM2C

<http://www.em2c.ecp.fr/>
 Laboratoire de combustion et systèmes réactifs LCSR (université d'Orléans)
<http://www.cnrs-orleans.fr/>

GAGNEZ DU TEMPS ET SÉCURISEZ VOS PROJETS EN UTILISANT UNE SOURCE ACTUALISÉE ET FIABLE

Techniques de l'Ingénieur propose la plus importante collection documentaire technique et scientifique en français !

Grâce à vos droits d'accès, retrouvez l'ensemble des **articles et fiches pratiques de votre offre, leurs compléments et mises à jour,** et bénéficiez des **services inclus.**



RÉDIGÉE ET VALIDÉE
PAR DES EXPERTS



MISE À JOUR
PERMANENTE



100 % COMPATIBLE
SUR TOUS SUPPORTS
NUMÉRIQUES



SERVICES INCLUS
DANS CHAQUE OFFRE

- > + de 350 000 utilisateurs
- > + de 10 000 articles de référence
- > + de 80 offres
- > 15 domaines d'expertise

- Automatique - Robotique
- Biomédical - Pharma
- Construction et travaux publics
- Électronique - Photonique
- Énergies
- Environnement - Sécurité
- Génie industriel
- Ingénierie des transports
- Innovation
- Matériaux
- Mécanique
- Mesures - Analyses
- Procédés chimie - Bio - Agro
- Sciences fondamentales
- Technologies de l'information

**Pour des offres toujours plus adaptées à votre métier,
découvrez les offres dédiées à votre secteur d'activité**

Depuis plus de 70 ans, Techniques de l'Ingénieur est la source d'informations de référence des bureaux d'études, de la R&D et de l'innovation.

www.techniques-ingenieur.fr

CONTACT : Tél. : + 33 (0)1 53 35 20 20 - Fax : +33 (0)1 53 26 79 18 - E-mail : infos.clients@teching.com

LES AVANTAGES ET SERVICES compris dans les offres Techniques de l'Ingénieur

ACCÈS



Accès illimité aux articles en HTML

Enrichis et mis à jour pendant toute la durée de la souscription



Téléchargement des articles au format PDF

Pour un usage en toute liberté



Consultation sur tous les supports numériques

Des contenus optimisés pour ordinateurs, tablettes et mobiles

SERVICES ET OUTILS PRATIQUES



Questions aux experts*

Les meilleurs experts techniques et scientifiques vous répondent



Articles Découverte

La possibilité de consulter des articles en dehors de votre offre



Dictionnaire technique multilingue

45 000 termes en français, anglais, espagnol et allemand



Archives

Technologies anciennes et versions antérieures des articles



Impression à la demande

Commandez les éditions papier de vos ressources documentaires



Alertes actualisations

Recevez par email toutes les nouveautés de vos ressources documentaires

*Questions aux experts est un service réservé aux entreprises, non proposé dans les offres écoles, universités ou pour tout autre organisme de formation.

ILS NOUS FONT CONFIANCE



www.techniques-ingenieur.fr

CONTACT : Tél. : + 33 (0)1 53 35 20 20 - Fax : +33 (0)1 53 26 79 18 - E-mail : infos.clients@teching.com